2/D

COMPTES RENDUS
(DOKLADY)
DE L'ACADEMIE DES SCIENCES DE L'URSS

NOUVELLE SÉRIE

1935

IMPERIAL MYCOLOGICAL
10 FEB. 1936
INSTITUTE

VOLUME IV

№ 3

ÉDITION DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES DE L'URSS
MOSCOU

AVIS AUX AUTEURS

Les «Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS» sont publiés en livraisons, neuf numéros formant un volume d'environ 500 pages pourvu de sa table des matières.

Les «Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de l'URSS» publient des communications préalables des auteurs précisant le contenu essentiel des travaux plus volumineux en préparation. Ces articles, ne dépassant pas comme règle dix mille signes typographiques, sont donnés en l'une des trois langues: français, anglais, allemand. Ils embrassent les sciences mathématiques, physiques et naturelles et les aspects théoriques des applications techniques, reproduisant des résultats de recherches scientifiques actuellement en cours ou à peine achevées qui représentent les plus récentes acquisitions de l'investigation scientifique.

Les articles sont publiés dans la langue de l'original envoyé par l'auteur (français, anglais, allemand).

Les auteurs ont droit chacun à 50 extraits gratuits.

Les manuscrits doivent être adressés à la Rédaction de «Comptes Rendus» (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS»—Moscou, oulitza Gorky, 20/2.

COMPTES RENDUS

(DOKLADY)

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES DE L'URSS

NOUVELLE SÉRIE

3-me année

Paraissant tous les dix jours

COMITÉ DE RÉDACTION

A. Borissjak, de l'Académie, A. Richter, de l'Académie, S. Wawilow, de l'Académie

1935

VOLUME IV (IX)—№ 3 (72)

MOSCOU

TABLE DES MATIÈRES

Pages

MATHÉMATIQUES

L. V. Kantorovič (Kantorovitch). Sur quelques méthodes générales de prolongement de l'espace de Hilbert 123

D. Serman. Contribution à la solution du deuxième problème fondamental de théorie de l'élasticité pour les domaines plans multiconnexes 127

PHYSIQUE

W. Fréedericksz und W. Zwetkoff. Über Bewegungen, die in anisotropen Flüssigkeiten unter Einwirkung des elektrischen Feldes entstehen 131

P. T. Sokolov und S. L. Sosinskij. Der Einfluss elektrischer Felder auf die Zähigkeit von Flüssigkeiten 135

D. W. Konvisarov. Über die Plastizität deformierter Metalle 139

L. Isakov. A System of Masses of Light Atoms Deduced from Nuclear Reactions Alone. II 141

PHYSIQUE DU GLOBE

N. N. Kalitin. Quelques données sur la transparence de la glace pour la radiation ultra-violette du soleil 145

CHIMIE

N. I. Stepanov, Membre correspondant de l'Académie et **S. A. Bulach.** Sur la vitesse de transformation dans les alliages du magnium au cadmium dans la région de composé MgCd 147

GÉOLOGIE

V. M. Timofejev. On the Absolute Age of the Oldest Formations of Karelia 153

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE

S. Heller. Zur Frage vom Zusammenhang zwischen Schwerkraft und seismischer Tätigkeit 155

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE

L. I. Sergejev, A. M. Lebedev, and **A. A. Akiljeva.** Correlation of Frost Resistance and Resistance to Soil Salination 157

ZOOLOGIE

S. S. Smirnov. Eine neue Cyclopiniden-Gattung (*Copepoda*) aus der Awatscha-Bucht 161

ZOOLOGIE EXPÉRIMENTALE

W. W. Popov. Über die Herkunft des Zellenmaterials bei der Bildung der heterogen induzierten Extremität 165

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1935. Volume IV (IX), № 3 (72)

MATHÉMATIQUES

SUR QUELQUES MÉTHODES GÉNÉRALES DE PROLONGEMENT DE L'ESPACE DE HILBERT

Par L. V. Kantorovič (Kantorovitch)

(Présenté par S. N. Bernstein, de l'Académie, le 5. VII. 1935)

L'examen de bien des problèmes d'analyse, de mécanique et de physique montre souvent l'insuffisance de l'ensemble des fonctions sommables et de celui des fonctions à carré sommables. Ainsi se pose naturellement le problème de l'introduction dans l'analyse de nouvelles fonctions—de «fonctions idéales» qui ne seront plus des fonctions au sens propre du terme.

A titre d'exemple on peut citer l'introduction par Dirac de la fonction δ dans la théorie moderne des quanta. Dans nombre d'autres cas, où le caractère même du problème réclamait l'introduction de telles fonctions idéales, on ne les introduisait pas explicitement, recourant à d'autres procédés tels que passage à la limite, intégrales de Stieltjes, etc.

La considération de l'espace abstrait de Hilbert permet d'étudier avec succès la classe des fonctions à carré sommables ([1],[2]). C'est pourquoi le problème de l'extension de cette classe de fonctions peut être regardé comme un problème de prolongement—d'«enrichissement»—de l'espace de Hilbert.

Dans la présente note je considère une certaine méthode générale de prolongement de l'espace de Hilbert. Dans la note suivante je donne les applications de la méthode générale développée ici pour trois réalisations différentes de l'espace de Hilbert.

Dans une note ultérieure je veux indiquer les applications que l'introduction des éléments idéaux (fonctions idéales) peut fournir dans l'étude de divers problèmes d'analyse, tels que: équations intégrales de première et de deuxième espèce, équations différentielles ordinaires, équations du type elliptique, problèmes limites de la théorie des fonctions analytiques et harmoniques, et autres.

Soit maintenant H l'espace abstrait complexe de Hilbert, c.-à.-d. soit H un espace linéaire, complet, séparable à une infinité de dimensions et tel que pour chaque paire d'éléments x et y le produit scalaire (x, y) y soit défini.

Nous considérons les opérations linéaires définies dans H. Il correspond à chaque opération A une forme bilinéaire

$$A[x_1, x_2] = (x_1, Ax_2).$$

Une opération A est dite symétrique si l'on a

$$(x_1, Ax_2) = (Ax_1, x_2).$$

L'opération A est positive définie si $(x, Ax) \geqslant 0$, l'égalité ayant lieu pour $x=0$ et dans ce cas seulement.

Posons encore

$$\|x\| = \sqrt{(x, x)} \text{ et } \|x\|_A = \sqrt{(x, Ax)}.$$

Si A est une opération symétrique et positive définie, l'égalité de Schwarz

$$|(x_1, Ax_2)| \leqslant \|x_1\|_A \cdot \|x_2\|_A .$$

est valable.

Pour la construction de l'espace prolongé nous partirons d'une famille $B=\{B\}$ d'opérations linéaires. Nous supposerons que cette famille jouit des propriétés suivantes:

1. Toutes les opérations B de la famille sont définies dans un certain ensemble linéaire $\mathfrak{B}$ dense dans H. De plus, leurs valeurs $y=Ax$ dans $\mathfrak{B}$ appartiennent au même ensemble $\mathfrak{B}$

2. Les opérations B de la famille sont symétriques dans $\mathfrak{B}$.

3. Les opérations $B \varepsilon B$ sont positives définies.

4. L'opération B^{-1} entre dans B avec B.

5. L'opération identique I appartient à la famille B.

6. Quelles que soient des opérations $B_1 \varepsilon B$ et $B_2 \varepsilon B$, il existe une opération $B \varepsilon B$ plus faible que B_1 et B_2 c.-à-d. telle que l'on ait:

$$\|x\|_B \leqslant \|x\|_{B_1} \text{ et } \|x\|_B \leqslant \|x\|_{B_2} \text{ pour } x \varepsilon \mathfrak{B}.$$

Rappelons tout d'abord le fait bien connu qu'un espace jouissant de toutes les propriétés de l'espace de Hilbert, sauf qu'il n'est pas complet, peut être transformé en un espace complet en y introduisant des éléments nouveaux—«éléments idéaux» [(3) p. 315, (2) p. 473].

Nous pouvons prendre pour le produit scalaire dans l'ensemble $\mathfrak{B}$ la forme $\mathbf{B}[x_1, x_2]=(x, Bx_2)$. Cela nous permettra de parler de convergence B dans le cas de $\|x_n - x\|_B \to 0$, de convergence B en soi dans le cas de $\|x_p - x_q\|_B \to 0$, de densité B etc.; cela dit, l'espace $\mathfrak{B}$ peut être envisagé comme l'espace de Hilbert incomplet.

On peut donc arriver en partant de $\mathfrak{B}$ à un espace complet de Hilbert $\mathfrak{G}_B$, en ajoutant à $\mathfrak{B}$ des éléments nouveaux g correspondant à des suites convergentes B en soi des éléments $\mathfrak{B}$. Il est à remarquer que deux suites $\{x_n\}$ et $\{x'_n\}$ avec $\|x_n - x'_n\|_B \to 0$ doivent être traitées comme équivalentes, et on leur fait correspondre un seul et même élément nouveau. Remarquons qu'on a alors:

1) $\mathfrak{G}_B \supset \mathfrak{B}$.

2) la forme $\mathbf{B}(g_1, g_2)$ et l'expression $\|g\|_B$ sont définies dans $\mathfrak{B}$.

3) $\mathfrak{B}$ est dense B dans $\mathfrak{G}_B$.

4) $\mathfrak{G}_B$ est l'espace complet de Hilbert.

5) $\mathfrak{G}_B$ est défini d'une maniére unique.

C'est la totalité des espaces $\mathfrak{G}_B$ que nous prendrons pour l'espace prolongé de Hilbert:

$$\mathfrak{H} = \sum_{B \varepsilon B} \mathfrak{G}_B .$$

Il nous reste à définir encore la notion d'égalité pour deux éléments g_1 et g_2 appartenant à deux ensembles différents $\mathfrak{G}_{B_1}$ et $\mathfrak{G}_{B_2}$. Supposons

que les éléments g_1 et g_2 sont définis par deux suites $\{x'_n\}$ et $\{x''_n\}$ d'éléments de $\mathfrak{B}$, c.-à-d. que

$$\|x'_n - g_1\|_{B_1} \longrightarrow 0; \quad \|x''_n - g_2\|_{B_2} \longrightarrow 0.$$

Soit maintenant B une opération plus faible que B_1 et B_2 qui existe d'après 6. Alors les suites x' et x'' convergent B en soi. Nous posons par définition $g_1 = g_2$, quand ces suites sont équivalentes B et $g_1 \neq g_2$ dans le cas contraire. On peut démontrer que la notion d'égalité définie ci-dessus ne dépend pas de B, et qu'elle jouit de la propriété de transitivité.

Nous indiquerons maintenant quelque propositions concernant l'espace $\mathfrak{H}$.

1. Soit g et g' une paire d'éléments, telle que pour une opération B de la famille on a $g \varepsilon \mathfrak{G}_B$ et $g' \varepsilon \mathfrak{G}_{B^{-1}}$. On peut alors définir le produit scalaire (g, g') comme la limite du produit (x'_n, x''_n) formé pour les éléments des suites qui définissent g et g'. Ce produit jouit des propriétés ordinaires du produit scalaire.

2. La forme générale d'une fonctionnelle additive et continue B dans $\mathfrak{G}_B$ est $F(g) = (g, g')$, où $g' \varepsilon \mathfrak{G}_{B^{-1}}$.

3. Le produit (x, g) est toujours défini, si $x \varepsilon \mathfrak{B}$ et $g \varepsilon \mathfrak{H}$. L'égalité $(x, g = x, g')$ pour tout $x \varepsilon \mathfrak{B}$, entraîne $g = g'$, si g et g' sont deux éléments de $\mathfrak{H}$.

4. L'opération B peut être prolongée sur l'ensemble $\mathfrak{G}_B$, si l'on admet des éléments de $\mathfrak{G}_{B^{-1}}$ comme valeurs de l'opération. Cette opération sera fermée dans un certain sens. Remarquons qu'on a encore $(g, g') = (Bg, B^{-1}g')$ pour $g \varepsilon \mathfrak{G}_B$ et $g' \varepsilon \mathfrak{G}_{B^{-1}}$.

5. Soit A une opération bornée B, $B \varepsilon B$, c.-à.-d. que $|(x_1, Ax_2)| \leqslant \|x_1\|_B \|x_2\|_B$. Alors cette opération peut être prolongée sur l'ensemble $\mathfrak{G}_B$ en employant comme ses valeurs des éléments de $\mathfrak{G}_{B^{-1}}$.

6. Soit A une opération symétrique, positive définie et bornée B inférieurement, c.-à.-d. qu'il existe une opération $B \varepsilon B$ telle que l'on ait $(x, Ax) \geqslant (x, Bx)$. Il existe alors l'opération inverse A^{-1} définie dans $\mathfrak{G}_{B^{-1}}$ et qui le transforme en une partie de $\mathfrak{G}_B$.

7. Supposons que la famille B satisfait encore à une condition:

7. La famille B contient l'opération B B′ en même temps que les opérations B et B′.

On a alors: a) toutes les opérations B et celles bornées B inférieurement peuvent être prolongées sur l'espace $\mathfrak{H}$, en leur donnant des valeurs de $\mathfrak{H}$; b) il existe pour une opération A considerée dans 6 l'opération inverse A^{-1} définie dans $\mathfrak{G}$.

8. Considérons dans $\mathfrak{G}_B$ un système complet $\{f\nu\}$ d'éléments orthogonaux B, c.-à.-d. $(f_\nu, Bf_\mu) = \delta_{\nu\mu}$. Si l'on pose $Bf_\mu = \varphi_\mu \varepsilon \mathfrak{G}_{B^{-1}}$, les éléments f_ν et φ_μ formeront un système biorthogonal $(f_\nu, \varphi_\mu) = \delta_{\nu\mu}$. Alors chaque élément de $\mathfrak{G}_B$ peut être développé en une série convergente B suivant les éléments f_ν:

$$g = \sum_{\nu=1}^{\infty} a_\nu f_\nu; \quad a_\nu = (g, \varphi_\nu).$$

D'une manière analogue, pour un $g' \varepsilon \mathfrak{G}_{B^{-1}}$, on a

$$g' = \sum_{\nu=1}^{\infty} b_\nu \varphi_\nu; \quad b_\nu = (f_\nu, g').$$

Dans ce cas devra être valable l'égalité de Parseval:

$$(g,\ g') = \sum_{\nu=1}^{\infty} a_\nu b_\nu.$$

Institut de Mathématiques et de Mécanique
de l'Université de Leningrad.

Manuscrit reçu
le 5. VII.1935.

LITTÉRATURE CITÉE

[1] J. Neumann, Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik, Berlin (1932). [2] K. Friedrichs, Math. Ann., Bd. 109, H. 4. [3] F. Hausdorff, Grundzüge d. Mengenlehre, S. 315.

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1935. Volume IV (IX), № 3 (72)

MATHÉMATIQUES

CONTRIBUTION A LA SOLUTION DU DEUXIÈME PROBLÈME FONDAMENTAL DE THÉORIE DE L'ÉLASTICITÉ POUR LES DOMAINES PLANS MULTICONNEXES

Par D. ŠERMAN

(Présenté par I. M. Vinogradov, de l'Académie, le 10 VII. 1935)

La méthode du prof. Muschelišvili (1) permet de résoudre simplement le deuxième problème fondamental de théorie de l'élasticité et d'établir pour lui immédiatement le théorème d'existence*.

Envisageons pour préciser le cas d'un domaine fini multiconnexe. Nous en tenant aux désignations de Muschelšivili (1), nous désignerons le domaine situé dans le plan x, y et rempli d'un milieu élastique par S, ses frontières intérieures respectivement par L_1, L_2,..., L_m, la frontière extérieure embrassant toutes les autres par L_{m+1} et le contour total $L_1 + L_2 + \ldots + L_{m+1}$ du domaine par L. Ensuite, nous désignerons par S_k le domaine borné par le contour L_k ($k=1, 2, \ldots, m+1$), extérieur par rapport à S.

Le problème posé ramène, comme on sait (2), à la détermination de deux fonctions $\varphi(z)$ et $\psi(z)$ de la variable complexe $z=x+iy$, régulières (et univoques) dans le domaine S, satisfaisant sur la frontière L à l'équation

$$-\varkappa\overline{\varphi(z)} + z\varphi'(z) + \psi(z) = g, \tag{1}$$

où

$$g = -2\mu(u+iv) - \frac{\varkappa}{2\pi(1+\varkappa)}\sum_{k=1}^{m}(X_k - iY_k)[\lg(\overline{z}-\overline{a_k}) + \lg(z-a_k)] + \frac{1}{2\pi(1+\varkappa)}\sum_{k=1}^{m}(X_k+iY_k)\frac{\overline{z}}{z-a_k}; \tag{2}$$

ici, $u+iv$ est le vecteur de déformation connu à la frontière, X_k+iY_k le vecteur principal des forces extérieures agissant sur le contour L_k, a_k un point arbitraire fixé dans le domaine S_k, μ et $\varkappa$ des constantes élastiques.

Les constantes X_k+iY_k ($k=1, 2, \ldots, m+1$) sont à déterminer.

---

* Le problème consiste à déterminer les champs de déformation et de tension à l'intérieur du domaine d'après les valeurs données des déformations à la frontière.

De la formule (1) nous trouvons*:

$$\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{g\,d\zeta}{\zeta - z_k} = -\frac{\varkappa}{2\pi i}\int_L \overline{\frac{\varphi(\zeta)}{\zeta - z_k}}\,d\zeta + \frac{\varkappa}{2\pi i}\int_L \overline{\frac{\varphi(\zeta)}{\zeta - z_k}}\,d\bar{\zeta} +$$

$$+\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{\bar{\zeta}\varphi'(\zeta)}{\zeta - z_k}\,d\zeta - \bar{z}_k \cdot \frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{\varphi'(\zeta)}{\zeta - z_k}\,d\zeta, \qquad (k = 1, 2, \ldots m+1) \qquad (3)$$

où z_k est un point arbitraire à l'intérieur de S_k.

Ajouton à l'équation correspondant à $k = m+1$ la fonctionnelle $\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{(\varphi\zeta)}{\zeta}\,d\zeta$**. Alors, passant à la limite $z_k \to t_k$, où t_k est un point variable de L_k, et ajoutant l'équation pour la détermination de $\Phi(z)$, nous trouverons:

$$+\varkappa\overline{\varphi(t_k)} + \varkappa\int_L \overline{\varphi(\zeta)}\,d\,\lg\left(\frac{\zeta - t_k}{\zeta - \bar{t}_k}\right) - \frac{1}{2\pi i}\int_L \varphi(\zeta)\,d\,\frac{\zeta - \bar{t}_k}{\zeta - t_k} +$$

$$+\alpha_k \cdot \frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta}\,d\zeta = \lim_{z_k \to t_k}\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{g\,d\zeta}{\zeta - z_k}; \qquad (k = 1, \ldots, m+1) \qquad (4)$$

$$\Phi(z) - \frac{\varkappa}{2\pi i}\int_L \overline{\frac{\varphi(\zeta)}{\zeta - z}}\,d\zeta + \frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{\bar{\zeta}\varphi'(\zeta)}{\zeta - z}\,d\zeta = \frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{g\,d\zeta}{\zeta - z}, \qquad (5)$$

α_k étant $= 0$ si $k \neq m+1$ et $\alpha_{m+1} = 1$, et z étant un point arbitraire du domaine S.

La solution cherchée satisfait aux conditions***:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta - z_k}\,d\zeta = C_k; \qquad (k = 1, 2, \ldots m) \\ &\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta - z_{m+1}}\,d\zeta = 0, \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

où les C_k sont de certaines constantes et à l'égalité supplémentaire****.

$$\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta}\,d\zeta = 0. \qquad (7)$$

Le système (4) équivaut à un système de $2m+2$ équations intégrales réelles de Fredholm. Démontrons qu'il est résoluble. A cet effet considérons le système homogène que nous obtiendrons en supprimant les membres libres dans les équations (4). Posons qu'il a une solution (univoque) $\varphi(z)$ différente de zéro; elle jouira des propriétés (6) et (7). Alors, ayant déterminé $\Phi(z)$ de l'équation (5) pour $\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{g\,d\zeta}{\zeta - z} = 0$ et admettant que l'on a

$$\varphi^*(t_k) = \varphi(t_k) + C_k \qquad (k = 1, 2, \ldots, m+1) \qquad (8)$$

nous trouverons à la frontière P

$$\varkappa\overline{\varphi^*(t_k)} - \bar{t}_k\varphi^{*\prime}(t_k) - \Phi(t_k) = -2\varkappa\overline{C}_k, \qquad (k = 1, 2, \ldots, m+1) \qquad (9)$$

---

* Cf. (1), p. 9.

** Nous supposons l'origine des coordonnées située dans le domaine S.

*** Cf. (1), p. 73.

**** Cette dernière s'obtient aisément en posant dans l'équation (3), pour $k = m+1$, $z_{m+1} = \infty$.

où $\varphi^*(z)$ et $\psi(z)$ sont des fonctions analytiques et univoques dans le domaine S. Déterminer $\varphi^*(z)$ et $\psi(z)$ en vertu de (9) équivaut à résoudre le deuxième problème fondamental de théorie de l'élasticité sous la condition que les déformations à la frontière du domaine ont des valeurs constantes et que le vecteur principal des forces extérieures s'annule sur chaque contour L_k. Un tel problème n'admet de solution que lorsque tous les C_k sont égaux et c'est alors la solution unique [3]:

$$\varphi^*(z) = \alpha + i\beta, \quad \psi(z) = \varkappa(\alpha - i\beta),$$

où α et β sont des constantes réelles, d'où il vient que

$$C_1 = C_2 = \ldots = C_{m+1} = 0$$

et en vertu des égalités (7) et (8)*:

$$\varphi(z) = 0.$$

Ainsi donc, le système (4) est soluble.

Ayant déterminé $\varphi(z)$ et $\psi(z)$, nous aurons sur la frontière:

$$\varkappa\overline{\varphi^*(t_k)} - \bar{t}_k\varphi^{*\prime}(t_k) - \psi(t_k) = +2\varkappa\bar{C}_k - g,$$

c.-à.-d. que les fonctions $\varphi^*(z)$ et $\psi(z)$ satisfont à la condition de contour (1) à des grandeurs constantes $+2\varkappa C_k$ près. Mais les déformations à la frontière sont fixées avec exactitude, c'est pourquoi il est indispensable de poser

$$C_k = 0, \qquad (k = 1, 2, \ldots m) \qquad (10)$$

d'où nous obtiendrons pour la détermination des X_k, Y_k un système de $2m$ équations linéaires algébriques réelles. Il est résoluble d'une façon unique. Supposons, en effet, que le déterminant du système (10) soit égal à zéro. Alors l'équation homogène correspondant aux déformations de valeur nulle à la frontière aura des solutions pour des X_k, Y_k différents de zéro, ce qui est en contradiction avec le théorème d'unicité.

La même méthode est applicable à la résolution de la classe de problèmes mixtes de théorie de l'élasticité, pour laquelle sur certaines frontières du domaine sont données les déformations, sur d'autres les tensions. Dans ce cas les fonctions $\varphi(z)$ et $\psi(z)$ se déterminent d'après les conditions:

$$\left.\begin{aligned} g_k &= -\varkappa\overline{\varphi(t_k)} + \bar{t}_k\varphi'(t_k) + \psi(t_k) \text{ sur } L_k, \qquad (k = 1, 2, \ldots, p) \\ f_k + iB_k &= \overline{\varphi(t_k)} + \bar{t}_k\varphi'(t_k) + \psi(t_k) \text{ sur } L_k, \qquad (k = p+1, \ldots, m+1) \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

où les constantes $B_k (k = p+1, \ldots, m+1)$ et X_k, Y_k $(k = 1, 2, \ldots, p)$ sont les inconnues du problème**.

Les équations (4) prennent l'aspect suivant:

$$-\delta_k\overline{\varphi(t_k)} - \frac{1}{2\pi i}\int_L \overline{\varphi(\zeta)}\, d\lg\frac{(\zeta - t_k)^\delta}{(\bar{\zeta} - \bar{t}_k)^{\delta_k}} - \frac{1}{2\pi i}\int_L \varphi(\zeta)\, d\frac{\bar{\zeta} - \bar{t}_k}{\zeta - t_k} +$$

$$+ \alpha_k\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta}\, d\zeta = \lim_{z_k \to t_k}\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{A}{\zeta - z_k}\, d\zeta. \qquad (k = 1, \ldots, m+1) \qquad (12)$$

---

* Ainsi, l'introduction de la fonctionnelle $\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta}\, d\zeta$ écarte la solution $\varphi(z) =$ = const. Ce fait nous a été signalé par le prof. Muschelišvili.

** Pour plus de netteté, nous comprenons la frontière extérieure L_{m+1} dans le groupe des contours, sur lesquels sont données les formes extérieures; nous n'écrivons pas les expressions de f_k, nous bornant à observer, qu'elles renferment les inconnues X_k, Y_k $(k = 1, 2, \ldots, p)$; voir [2].

Ici $\delta = \delta_k$ sur L_k, $\delta_k = -\varkappa$ pour $k = 1, 2 \ldots, p$ et $= +1$ pour $k = p+1, \ldots, m+1$.*

Les solutions (12) satisfont aux conditions [cf. (1)]:

$$\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta - z_j}\,d\zeta = k_j z_j + C_j, \qquad (j = p+1, \ldots, m),$$

$$\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta - z_{m+1}}\,d\zeta = 0,$$

$$\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta - z_j}\,d\zeta = C_j, \qquad (j = 1, 2, \ldots, p)$$

et à l'équations supplémentaire:

$$\frac{1}{2\pi i}\int_L \frac{\varphi(\zeta)}{\zeta}\,d\zeta = 0,$$

où les k_j sont des nombres réels et les C_j des nombres complexes. Le point z_j se trouve à l'intérieur de S_j.

L'équation intégrale de Fredholm équivalente à (12), à la différence du cas précédent, possède des fonctions fondamentales; le nombre en est égal à $(m - p)$, c.-à-d. au nombre des frontières intérieures sur lesquelles sont données les forces extérieures. Elles peuvent être toutes trouvées en résolvant des problèmes mixtes pour des conditions aux frontières déterminées (1).

Le théorème d'existence de la solution pour la classe de problèmes examinée est démontré par nous en partant d'autres considérations (3), nous pouvons donc affirmer la possibilité de déterminer, en partant de conditions d'orthogonalité appropriées, les constantes B_k $(k = p+1, \ldots, m)$ dans le système (12) par les inconnues X_k, Y_k $(k = 1, 2, \ldots, p)$ et B_{m+1}.

Ces dernières doivent être, après la résolution du système, tirées des équations: $C_k = 0$ $(k = 1, 2, \ldots, p)$, $\sum_{k=1}^{m+1} X_k + iY_k = 0$.

Ainsi donc, dans ce cas, on ne réussit pas à établir immédiatement le théorème d'existence. Mais les équations (12) obtenues peuvent être, en vertu de leur simplicité, mises à profit pour des calculs concrets.

Institut Séismologique
de l'Académie des Sciences de l'URSS.
Moscou.

Manuscrit reçu
le 10. VII. 1935

LITTÉRATURE CITÉE

[1] N. Muschelišvili, C. R. Acad. Sci. URSS, v. III, №№ 1, 2 (1934). [2] N. Muschelišvili, Quelques problèmes de théorie de l'élasticité (en russe). Éditions de l'Académie des Sciences, Leningrad (1933). [3] D. Šerman, Publications de l'Institut séismologique de l'Académie des Sciences de l'URSS, № 54.

* Le sens des autres désignations est évident.

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1935. Volume IV (IX), № 3 (72)

PHYSIK

ÜBER BEWEGUNGEN, DIE IN ANISOTROPEN FLÜSSIGKEITEN UNTER EINWIRKUNG DES ELEKTRISCHEN FELDES ENTSTEHEN

Von W. FRÉEDERICKSZ und W. ZWETKOFF

(Vorgelegt von I. V. Grebenščikov, Mitglied der Akademie, d. 14. VII. 1935)

Es bestehen zwei Ansichten bezüglich der Orientation der Moleküle nematischer anisotroper Flüssigkeiten unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes: die optischen Beobachtungen von Zocher (2) und Friedel (1) zeigen eine zur Feldrichtung senkrechte Orientation der langen Molekülachsen, was auf die senkrechte Lage des Dipolmomentes des Moleküls zu dessen Länge hinweist. Indessen zeigen die Röntgenaufnahmen von Kast (3) bei den Frequenzen niedriger als 3. 10^5 Hertz eine dem Felde parallele Orientation der Molekülachsen. Auf Grund dieser und noch einiger anderen Experimente kommt Zocher (4) zum Schlusse, dass der Dipolmoment parallel zur Länge des Moleküls liegt und dass das Feld nicht auf ein Molekül, sondern auf einen Molekülschwarm einwirkt.

Wir haben eine Reihe von Beobachtungen der Bewegungen in nematischen Flüssigkeiten bei niedrigen Frequenzen aufgestellt.

Die Flüssigkeit (*p*-Azoxyanisol) wurde zwischen 2 Gläsern, einem flachen und einem convexen, gesetzt.

Auf diese Weise erhielten wir eine dünne Schicht der Flüssigkeit von ungleichmässiger Dicke. Als Elektroden dienten 2 parallele Glasnetze, welche an die äusseren Flächen der Gläser angelegt waren. Bei der Elektrodenentfernung von 4 mm und 0.5 mm-weiten Netzlücken, konnte das Feld in der Mitte des Präparats als homogen betrachtet werden (die Elektrodenoberfläche betrug 1 cm^2).

Die Einwirkung des konstanten Feldes auf die Flüssigkeit war nur beim Ein- und Ausschalten bemerkbar, da infolge der grossen Leitfähigkeit der Flüssigkeit gegenüber der des Glases, die Feldspannung in der Flüssigkeit einen viel zu kleinen Wert besass.

Um die Wirkung des Feldes zu beobachten, benutzten wir Wechselfelder niedriger Frequenz. Als bequemstes ergab sich das von 10^3 Hertz. Bei dieser Frequenz war das Verhältnis der Feldspannung in den Glasscheiben zu der in der Flüssigkeit ca. 1.8.

Es ergibt sich, dass die Flüssigkeit bei einer gewissen Feldspannung

in Bewegung gerät, deren Intensität sich mit wachsender Spannung vergrössert.

Diese Bewegung kommt bei folgender Versuchsanordnung deutlich zum Vorschein: eine durch vorläufige Wirkung eines Magnetfeldes homogen orientierte Schicht der Flüssigkeit wird im senkrecht zum Präparate fallenden polarisierten Lichte beobachtet. Tritt dann eine Bewegung der Moleküle ein, so wird die vorher durchsichtige Flüssigkeitsschicht infolge grosser Lichtstreuung dunkel. So lassen sich die Gebiete, wo sich die Flüssigkeit bewegt sehr leicht von denen unterscheiden, wo es nicht der Fall ist.

Es erweist sich, dass der Wert der Feldspannung, bei welcher die Bewegung eintritt (kritische Feldspannung), von der Dicke der Flüssigkeitsschicht abhängt. Somit wird eine deutliche Grenze (kritische Grenze) zwischen der in Bewegung gesetzten und der ruhenden Flüssigkeit an unserem Präparat sichtbar.

Die Abhängigkeit der kritischen Feldspannung E von der entsprechenden Schichtdicke Z kann durch die Gleichung $EZ=\text{const}=C$ ausgedrückt werden, wie es auf Tabelle 1 gezeigt ist.

Tabelle 1

$-\lg Z$	2.370	2.420	2.463	2.499	2.541	2.570	2.595	2.620
$\lg E$	1.035	1.086	1.132	1.173	1.212	1.247	1.279	1.310

Die Konstante C wächst mit steigender Temperatur. Die Abhängigkeit der $\frac{1}{z}$ von der Temperatur bei $E=4.87$ CGSE zeigt Tabelle 2 (die kritische Dicke wird bei konstanter Spannung und wachsender Temperatur grösser).

Tabelle 2

$t°$ C	95	102	108.5	112	115	119.5	124	128.5	132	134
$\frac{1}{Z}$	380	344	319	296	274	260	244	237	228	198

Je längere Zeit das Feld auf die Flüssigkeit wirkt, desto grösser wird die Konstante C. Diese Abhängigkeit ist auf Tabelle 3 für $E=4.87$ CGSE und 126° dargestellt. Die Ziffern oben geben die Zeit in Stunden an.

Tabelle 3

T, Std.	0	0.5	1.0	1.5
$\frac{1}{Z}$	500	330	287	240

Um die Wirkung der Bewegung auf die Orientation der Moleküle klar zu legen, wurde die Flüssigkeit (p-Azoxyanisol) in ein elektrisches (E) und ein mangetisches (H) Feld gleichzeitig gesetzt. Es erwies sich, dass das Magnetfeld unabhängig von dessen Richtung bezüglich E die Intensität der durch E hervorgerufenen turbulenten Bewegung vermindert.

Die Wirkung des Magnetfeldes auf die kritische Grenze E hängt von dessen Richtung bezüglich E ab. Im Falle $E \perp H$ (E ist $\perp$ zur Präparatoberfläche und zu den Molekülachsen) verschiebt die Anlegung des H die kritische Grenze in der Richtung zu grösseren Dicken. Dagegen wird bei $E \parallel H$ diese Grenze in der Richtung zu kleineren Dicken verschoben.

Wie auch unsere Beobachtungen nach der Methode der Totalreflexion ergeben (5), zeigen diese Versuche, dass das elektrische Feld eine turbulente Strömung der Flüssigkeit hervorruft und dass die vorwiegende Richtung der Molekülachsen in den strömenden Teilen der Flüssigkeit parallel den Kraftlinien des elektrischen Feldes läuft.

Die Orientation der Moleküle längs dem Felde, wie es Jezewski und Kast (6) beobachtet haben, ist somit nicht unbedingt und ausschliesslich durch elektrische Eigenschaften der Moleküle zu erklären. Diese Orientation kann als Resultat der orientierenden Wirkung der Strömung betrachtet werden.

Aus den beschriebenen Versuchen geht hervor, dass für die Beobachtung der unmittelbaren Wirkung des elektrischen Feldes auf die Moleküle der anisotropen Flüssigkeit jede Bewegung derselben, die zu Komplikationen führt, zu vermeiden ist.

Physikalisches Institut
der Universität Leningrad.

Eingegangen
d. 14. VII. 1935.

ZITIERTE LITERATUR

[1] G. Friedel, Ann. d. Physique, **19**, 273 (1922). [2] H. Zocher u. V. Birstein, ZS. phys. Chem., **142**, A, 186 (1929). [3] W. Kast, ZS. f. Phys., **71**, 39 (1931). [4] H. Zocher, Phys. ZS., **12**, 790 (1927). [5] V. Fréedericksz u. V. Zwetkoff, Phys. ZS. d. Sowjetunion, **6**, 490 (1934). [6] Jezewski, ZS. f. Phys., **51**, 159 (1928); **52**, 881 (1929).

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1935. Volume IV (IX) № 3 (72)

PHYSIK

DER EINFLUSS ELEKTRISCHER FELDER AUF DIE ZÄHIGKEIT VON FLÜSSIGKEITEN

Von P. T. SOKOLOV und S. L. SOSINSKIJ

(Vorgelegt von A. F. Joffe, Mitglied der Akademie, d. 20. VII. 1935)

Die vorliegende Arbeit, die von uns im Februar 1934 in Angriff genommen wurde, bezweckt die Untersuchung einiger Fragen, die sich auf die Struktur der Flüssigkeiten beziehen. Schon die vorläufigen Resultate unserer Arbeit ergaben das Vorhandensein eines Effekts. Im Juni 1934 erschien eine Arbeit von Herzog u. a. (1), in der gleichfalls vorläufige Ergebnisse ähnlicher Art ohne eingehendere Untersuchung angeführt wurden. Dieselbe Erscheinung ist auch von Passinsky (2) hinsichtlich der Kolloidlösungen untersucht worden.

In unserer Arbeit haben wir sieben organische Flüssigkeiten zum Gegenstand unserer Forschungen gemacht, und zwar: Aceton, Äthyljodid, Methylalkohol, Äther, Chloroform, Hexan und Benzol. Wir benutzten dabei einen Viscosimeter vom Ostwaldschen Typus, dessen Kapillare aus 2 flachen Glasplättchen und 2 Platinplättchen zusammengesetzt war. Der Querschnitt der Kapillare war quadratförmig, der Abstand zwischen den Platin Elektrodenplättchen betrug etwa 0.06 cm, die Länge der Kapillare 6 cm. Die Kapillare war durch Schliffe mit einem Glasbehälter verbunden. Der Viscosimeter wurde in ein Wasserbad getaucht, dessen Temperatur durch einen elektrischen Thermoregulator konstant erhalten wurde. Die Beständigkeit der Temperatur konnte vermittelst eines ins Wasserbad getauchten Thermometers mit einer in Zehntelgrade geteilten Skale festgestellt werden. Die Temperaturschwankungen betrugen weniger als 0.05°.

Bei unseren Versuchen wandten wir eine Gleichstromspannung und eine Wechselstromspannung mit der Frequenz von $\omega = 50$ Sek.$^{-1}$ und $\omega = 1000$ Sek.$^{-1}$ an. Der Verlauf der Untersuchung war folgender: Mit einem Sekundenmesser wurde die Ausflusszeit eines bestimmten Flüssigkeitsvolumens zuerst ohne Feld und darauf im elektrischen Feld gemessen. Die Messungen wurden bei verschiedenen Temperaturen vorgenommen (bei 10, 20 und 30° für Aceton und 10 und 20° für die übrigen Flüssigkeiten). Für jeden Temperaturwert wurden Messungen bei verschiedener Spannung ausgeführt. Bei den Messungen im Gleichspannungsfeld wurde auch der durch die Flüssigkeit hindurchgehende Strom mit Hilfe eines mit Nebenschlüssen versehenen Galvanometers gemessen.

In den nachstehenden Tabellen 1 и 2 und graphischen Darstellungen (Abb. 1, 2, 3) sind die Ergebnisse der Messungen für 5 Flüssigkeiten angeführt: für Aceton, Äthyljodid, Chloroform, Hexan und Benzol.

Tabelle 1

$t = 20°$, τ_0 — Ausflusszeit ohne Feld, τ — Ausflusszeit im Feld

Gleichstrom E, Volt/cm	Aceton $\frac{\tau}{\tau_0}$	Äthyljodid $\frac{\tau}{\tau_0}$	Chloroform $\frac{\tau}{\tau_0}$
833	1.07 ± 0.03	—	—
1 667	1.18 ± 0.04	1.02 ± 0.01	1.01 ± 0.00
2 500	1.38 ± 0.05	1.07 ± 0.02	—
3 333	1.53 ± 0.03	1.10 ± 0.03	1.03 ± 0.01
4 166	1.64 ± 0.04	1.17 ± 0.03	—
5 000	1.78 ± 0.08	1.21 ± 0.01	1.07 ± 0.01
6 666	1.91 ± 0.09	1.28 ± 0.01	1.12 ± 0.01
8 333	1.98 ± 0.12	1.34 ± 0.03	1.17 ± 0.02
10 000	2.12 ± 0.12	1.38 ± 0.04	1.22 ± 0.03
11 667	2.27 ± 0.10	1.43 ± 0.05	1.29 ± 0.03
13 333	2.41 ± 0.09	1.47 ± 0.08	1.36 ± 0.05
15 000	—	—	1.40 ± 0.05
16 667	—	1.50 ± 0.02	1.43 ± 0.04

Tabelle 2

$t = 20°$, τ_0 — Ausflusszeit ohne Feld, τ — Ausflusszeit im Feld

Gleichstrom E, Volt/cm	Hexan I, mA	Hexan τ_0, Sek.	Hexan τ, Sek.	Benzol I, mA	Benzol τ_0, Sek.	Benzol τ, Sek.
16 667	0.007	93.7 ± 0.1	93.2 ± 0.2	0.0003	119.2 ± 0.9	118.9 ± 0.2
25 000	0.007	92.8 ± 0.2	92.9 ± 0.2	0.0004	118.2 ± 0.2	118.8 ± 0.6
33 335	0.005	93.0 ± 0.0	93.0 ± 0.0	0.0003	118.0 ± 0.2	118.1 ± 0.7
36 000	0.005	92.8 ± 0.2	92.8 ± 0.2	0.0003	117.6 ± 0.2	117.6 ± 0.2

Wie aus den Tabellen und graphischen Darstellungen zu ersehen ist, nimmt die Zähigkeit der von uns erforschten polaren Flüssigkeiten im

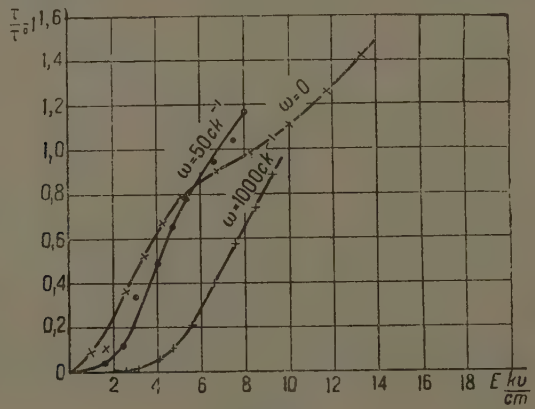

Fig. 1.

elektrischen Felde zu, wobei für Hexan und Benzol, deren dipolares Molekülmoment $\mu = 0$ ist, keinerlei Effekt beobachtet wird. Von den übrigen drei Flüssigkeiten weist Aceton ($\mu = 2.77 \cdot 10^{-18}$) den grössten Effekt auf,

darauf folgt Äthyljodid ($\mu = 1.75 \cdot 10^{-18}$), während die kleinste Wirkung bei Chloroform ($\mu = 1.04 \cdot 10^{-18}$) erzielt wird. Die Ergebnisse der Messungen für Äther und Methylalkohol führen wir nicht an, da die mit verschiedenen Präparaten ausgeführten Messungen sich nur schwer reproduzieren lassen. Die Schwierigkeit der Reproduktion ist in diesem Fall, allem Anschein nach, durch die verschiedene Leitungsfähigkeit der einzelnen Präparate zu erklären. Diese spielt augenscheinlich in der beobachteten Erscheinung eine ganz bestimmte Rolle. Dass dies tatsächlich der Fall ist, wird durch den Umstand bezeugt, dass wir für verschiedene Präparate ein und derselben Flüssigkeit keine vollkommen übereinstimmenden Resultate erhalten; durch erhöhte Leitungsfähigkeit wird, insbesondere bei hoher Spannung, eine Effektzunahme bewirkt (s. Tabelle 3).

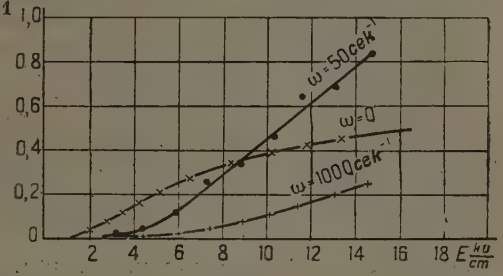

Fig. 2.

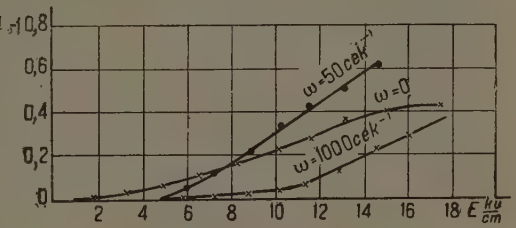

Fig. 3.

Wie aus diesen Angaben ersichtlich ist, gibt jedoch die Abhängigkeit des Effekts von der Leitungsfähigkeit keinen Anlass, die beobachtete Wirkung gänzlich der Leitungsfähigkeit zuzuschreiben. Ausserdem ergeben auf Grund unserer Angaben Hexan mit der Leitungsfähigkeit $1.3 \cdot 10^{-9}$ $(\Omega\ cm)^{-1}$ sowie Benzol mit der Leitungsfähigkeit $0.9 \cdot 10^{-9}$ $(\Omega\ cm)^{-1}$ keinerlei Wirkung, während man bei Chloroform mit $\lambda = 1.5 \cdot 10^{-9}$ und Äther mit $\lambda = 5 \cdot 10^{-10}$ ziemlich bedeutende Effekte erhält. Ferner ergab ein Äthyljodidpräparat, dessen Leitungsfähigkeit etwas grösser war als diejenige des Azetons ($2.9 \cdot 10^{-7}$ für Aceton und $3.2 \cdot 10^{-7}$ für Äther) eine bedeutend schwächere Wirkung als Aceton. Ein anderes Äthyljodidpräparat, dessen Leitungsfähigkeit $1.0 \cdot 10^{-9}$ betrug, ergab einen Effekt, der sich wenig von dem des ersten Präparats ($3.2 \cdot 10^{-7}$) unterschied und den Effekt für Chloroform (dessen Leitungsfähigkeit $2 \cdot 10^{-9}$ beträgt) übertraf.

Tabelle 3

V, Volt	Äther		Aceton		Chloroform	
	I, mA	$\frac{\tau}{\tau_0}$	I, mA	$\frac{\tau}{\tau_0}$	I, mA	$\frac{\tau}{\tau_0}$
400	—	—	0.25	1.95	0.0014	1.11
	—	—	1.20	2.04	0.0048	1.14
500	0.0002	1.23	0.28	2.07	0.0008	1.15
	0.0015	1.30	1.60	2.15	0.0018	1.17
	0.0040	1.50	2.25	2.18	0.0050	1.21
800	0.0003	1.37	—	—	0.0008	1.28
	0.0068	1.83	—	—	0.0022	1.34
	0.0075	1.93	—	—	0.0070	1.41

Andrerseits kann aber der beobachtete Effekt auch nicht auf die Orientierung der polaren Moleküle im elektrischen Felde zurückgeführt werden. Die von uns benutzten Felder sind zu klein, als dass sie nach Debye eine einigermassen merkliche Veränderung der Lage der Moleküle hervorrufen könnten. Ausserdem ist die für einige Flüssigkeiten beobachtete Effektzunahme bei Temperaturerhöhung (entsprechende Angaben werden hier nicht angeführt) auf keinerlei Weise zu erklären, wenn der Effekt der Orientierung der Moleküle zugeschrieben werden soll.

Bei weiterer Spannungserhöhung beobachten wir bei Flüssigkeiten mit guter Leitungsfähigkeit eine vielfache sprunghafte Zunahme der Zähigkeit, was sich offenbar auf die Entstehung turbulenter Erscheinungen (im makrohydrodynamischen Sinn) zurückführen lässt. Bei denjenigen Feldern, für die unsere Angaben gelten, tragen die Veränderungen der Zähigkeit einen gleichmässigen Charakter, und die Erscheinung der Turbulenz wird hier nicht beobachtet.

Besonders interessant sind die Resultate, die sich in den Wechselstromfeldern ergeben. In Tabelle 4 geben wir die Resultate einer Beobachtungsserie mit Chloroform.

Tabelle 4

$t = 20°$

V, Volt \ $\frac{\tau}{\tau_0}-1$	Gleichstromfeld	Wechselstromfeld $\omega = 50$ Sek.$^{-1}$	Wechselstromfeld $\omega = 1\,000$ Sek.$^{-1}$
200	0.026	0	0
300	0.062	0.035	0
400	0.107	0.113	0.008
800	0.357	0.565	0.200
900	0.404	0.630	0.300
1 000	0.479	—	0.455

Wie man aus Tabelle 4 zu ersehen kann, ist der Effekt in den Wechselstromfeldern bei niedrigen Spannungen bedeutend schwächer als im Gleichstromfeld.

Die Steigerung des Effekts bei zunehmender Feldstärke verläuft in den Wechselstromfeldern bedeutend schneller als im Gleichstromfeld. Im Wechselfeld $\omega = 50$ Sek.$^{-1}$ übersteigt der Effekt bei 400 V den des Gleichstromfeldes. Im Wechselfeld $\omega = 1000$ Sek.$^{-1}$ dürfte sich dasselbe bei Spannungen, die höher als die von uns verwendeten sind, ergeben.

Die von uns erforschte Erscheinung ist zweifellos äusserst komplizierter Art. Unsere Absicht geht dahin, die Erklärung für diese Erscheinung in der Bewegung der Komplexe der polaren Moleküle unter dem Einfluss des elektrischen Feldes zu suchen. Wir hoffen, durch die von uns vorgenommene eingehendere Erforschung dieser Erscheinung bei reinen Flüssigkeiten und bei Lösungen von Elektrolythen die Möglichkeit zu gewinnen, in die Natur des Wirkungseffekts des elektrischen Feldes auf die Zähigkeit der Flüssigkeiten einzudringen.

Physikalisches Institut
der Universität Leningrad.

Eingegangen
d. 28.VII. 1935.

ZITIERTE LITERATUR

[1] Phys. ZS., **11**, 446 (1934). [2] Kolloid. ZS., **70**, 180 (1935).

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1935. Volume IV (IX), № 3 (72)

PHYSIK

ÜBER DIE PLASTIZITÄT DEFORMIERTER METALLE

Von D. W. KONVISAROV

(Vorgelegt von S. I. Wawilow, Mitglied der Akademie, d. 17. VIII. 1935)

In den «Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de l'URSS» (1) ist eine Mitteilung über die Plastizitätssteigerung in Metallprobestücken bei gleichzeitiger Beanspruchung sowohl auf wiederholte wechselnde Torsion über der Fliessgrenze, wie auch auf statische Biegung veröffentlicht worden. Es wurde darauf hingewiesen, dass solche Probestücke bei geringer Biegelast grosse bleibende Biegungsdeformationen erhalten.

Gegenwärtig wird die Arbeit bei neuer Methodik fortgesetzt. Die schroffe Steigerung des Fliessens der Metalle dürfen wir als das Resultat der Reibungszifferverminderung an den Gleitflächen der deformierten Kristalle ansehen. Der statische Fliessgrenzwert der deformierten Metalle ist in diesem Falle als indirekte Charakteristik dieser Ziffer für Gleitflächen, die im Verhältnis zu einander unbeweglich sind, zu betrachten. Der Fliessgrenzwert plastisch deformierter Metalle muss dabei als analoge Charakteristik der Reibungsziffer angesehen werden, jedoch unter der Bedingung gegenseitiger Verschiebung der kristallinischen Oberflächen. Auf Grund dieser Erwägungen sind wir zu dem Schlusse gelangt, dass die Plastizitätssteigerung nicht nur bei wiederholter wechselnder, sondern auch bei gewöhnlicher statischer Torsion stattfinden wird. Ferner haben wir das Studium der Plastizität nach der Methode der Beobachtung des Einbiegungszeigers ganz aufgegeben. Die Krümmungen der Längsachse der gleichzeitig gebogenen und gedrehten Probestücke hatten deren ursprüngliche Arbeitsbedingungen dermassen verändert, dass Einwendungen gegen die bei dem Versuch angewandte Methodik vollkommen berechtigt erschienen. Bei der Arbeit wurde eine horizontale Handmaschine benutzt, die bei technologischen Prüfungen von Drähten auf Zähigkeit mittels Torsion angewandt wird. Die Maschine wurde vertikal gestellt. Der beschwerte Anzugshebel wurde abgenommen und statt dessen wurden an den gleitenden Eingriffskopf Gewichte gehängt, welche die Zugbeanspruchung der Probestücke erzeugten. Zur Messung der Torsionsdeformation wurden auf dem letzten Übersetzungszahnrad Einritzungen gemacht, und zur Messung der Zugdeformation ein Indikator benutzt (Genauigkeit ± 0.005 mm), der mit seinem Schreibstift an der unteren Patrone der Maschine angebracht wurde. Ebenso wie bei den vorhergehenden Experimenten dienten als Versuchsobjekt gerade gerichtete geglühte Drähte:

1) Aluminium ($d = 3.3$ mm, $\sigma_z = 7.8$ kg/mm², $i = 20\%$),
2) Kupfer ($d = 3.4$ mm, $\sigma_z = 24$ kg/mm², $i = 34\%$),
3) Eisen ($d = 1.8 \div 2.9$ mm, $\sigma_z = 46$ kg/mm², $i = 18\%$).

Alle Probestücke hatten eine Arbeitslänge von 110 mm. Während der sehr langsamen statischen Torsion wurden sie einer Zugbeanspruchung von 4.93 bis 12.06 kg unterworfen.

Die Plastizitätssteigerung äusserte sich in den drei geprüften Metallen bei allen fünf Zugspannungen. Sofort beim Beginn der Torsion des Probestücks begann auch der Indikator ein ununterbrochenes Fliessen des Metalls anzuzeigen. Der plastische Zustand verschwand augenblicklich, sobald die Torsionsdeformation aufhörte.

Zur Charakteristik der Resultate unserer Forschungen führen wir in der untenstehenden Tabelle einen Teil der von uns gewonnenen Daten an.

Metall	Zugfestigkeit σ_z kg/mm²	Zugdeformation bei verschiedenen Torsionswinkeln, %			
		8 Umdrehungen	16 Umdrehungen	24 Umdrehungen	32 Umdrehungen
Aluminium	0.57	1.17	2.18	3.09	3.63
	0.91	2.51	4.62	6.64	—
	1.39	3.49	6.43	—	—
Kupfer	0.54	1.30	1.98	2.31	2.40
	1.16	1.89	2.88	3.50	3.82
	1.33	2.31	3.52	4.40	4.96
Eisen	1.88	0.38	1.01	1.82	—
	3.53	0.90	1.83	2.82	3.80

Wie die Tabelle zeigt verringert sich mit dem Anwachsen des Torsionswinkels allmählich die Plastizität der Metalle.

Ausser der Einwirkung von σ_z (kg/mm²) auf die prozentliche Verlängerung wurde auch die Einwirkung auf die Richtung der Torsionsdeformation studiert. Versuche bei langsamer, wechselnder, wiederholter Torsion ergaben im Grunde dieselben Resultate wie auch die Versuche mit ununterbrochen anwachsendem Torsionswinkel. Alle Probestücke zeigten, unabhängig vom Zeichen der Torsionsdeformation, eine gesteigerte Plastizität.

Die Resultate unserer Arbeit sind mit den Resultaten der Versuche Karmanns [2] verbunden, der den räumlichen Spannungszustand des Marmors untersuchte. Bei bestimmten Grössenverhältnissen der Hauptspannungen zeigte der spröde Marmor bei den Versuchen Karmanns die Fähigkeit bleibende Deformationen zu ergeben, d. h. seine Fliessgrenze sank unter seine Festigkeitsgrenze. Unsere Versuche mit 3 Metallsorten haben nochmals die Voraussetzung bestätigt, dass die Plastizität fester polykristallinischer Körper von ihrem räumlichen Spannungszustand abhängt.

Laboratorium für mechanische Prüfungen
des Tscheliabinsker Traktorenwerks.

Eingegangen
d.5.VII.1935.

ZITIERTE LITERATUR

[1] C. R. Acad. Sci. URSS, I, № 7, S. 400 (1934). [2] ZVDI, S. 1749/57 (1911).

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1935. Volume IV (IX), № 3 (72)

PHYSICS

A SYSTEM OF MASSES OF LIGHT ATOMS DEDUCED FROM NUCLEAR REACTIONS ALONE. II

By L. ISAKOV

(Communicated by S. I. Wawilow, Member of the Academy 9. XI. 1935)

1. I have shown in an earlier paper (1) the possibility of deducing a system of precise atomic mass values from nuclear reactions alone, and given the corresponding values of atomic masses for twelve lightest atomic species from n^1 to B^{11}, based on the solution of 19 equations of nuclear reactions by the method of least squares.

For the most important values—masses of H^1 and of He^4, a control is possyble from the chemical atomic weights, which are known to a high degree of precision for these elements. The value of the reduction factors from the «chemical» (O =16) to the «physical» (O^{16} =16) scale of atomic weights is taken as 1.00027, according to the best recent determinations of the relative abundance of oxygen isotopes (2). Starting from our value for H^1 = =1.00799 and taking the H^2 content in water as 1 : (5750±250)(3) and the separation factor of H^1 in the electrolytic evolution of hydrogen =3.3 (4), we obtain for the «physical» atomic weight of H the value 1.00805, whence with the above value of reduction factor we have H_{chem} =1.00778, in best accord with the accepted value, H =1.00777±0.00002 (5).

With our value for He^4 =4.00289, which may be taken as agreeing at least to within 0.0001 with the «physical» atomic weight of natural He [as the absence of He^3 and He^5 in natural He is proved to within 1 : 35000 (6)], we obtain the «chemical» value He_{chem} =4.00181. The most assured known value for the atomic weight of He is that calculated by Birge (7) from determinations by Baxter and Starkweather, namely, 4.0018±0.0003, also in very good accord with our value.

One more instance of accord may be mentioned. According to Eddington's theoretical deduction (8) a packing effect of $^1/_{137}$ should be present on formation of rigid system from elementary particles. On applying this principle to the building up of a helium nucleus from two protons and two neutrons, we obtain (with «atomic mass of an electron» e^- =0.00055)

$$He^4_{nucl} = (2p+2n)\left(1-\frac{1}{137}\right) =$$

$$= 2\times(1.00799 - 0.00055 + 1.00812)\left(1-\frac{1}{137}\right) = 4.00179.$$

At the same time we have directly for a He nucleus:

$$He^4_{nucl} = He^4 - 2e^- = 4.00289 - 2\times 0.00055 = 4.00179!$$

Since in our method of deduction of atomic masses all masses are on equal footing, the above controls may serve as an additional support for the whole system of atomic masses.

2. Now the values obtained for the masses of the lightest atoms may be taken as a basis for the deduction of further atomic masses from nuclear reactions. A thorough survey of all known nuclear reactions has shown, however, that from C^{12} upwards we do not posses as many independant and well established reactions as for the lighter atoms to enable the deduction of atomic masses with the same high accuracy: between C^{12} and O^{17} there are not more than two independant equations for every atomic mass, and from F^{19} to Al^{27} it is barely possible to have a sufficient number of equations for the determination of all masses; lastly, in the domain from Si^{28} to Ar^{36} a little interpolation is needed to obtain probable values of atomic masses, as will be shown later. As in the earlier paper, the values of energy released have been mostly recalculated anew from the experimenters' data. In Table 1 the equations used are compiled, with references, and in Table 2 the values of atomic masses deduced therefrom are given, including the values of our earlier paper for the sake of completeness. The new data may be esteemed as exact within $\pm 2 \cdot 10^{-4}$ unit for the atoms C^{12} to F^{19}, and within $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ unit for the remainder.

Table 1

$B^{10} + He^4 = C^{13} + H^1 + 0.0034$	(9, 10)
$N^{14} + n^1 = B^{11} + He^4 + 0.0024$	(11)
$N^{14} + H^2 = C^{12} + He^4 + 0.0147$	(12)
$N^{14} + H^2 = N^{15} + H^1 + 0.0084$	(12)
$N^{14} + He^4 = O^{17} + H^1 - 0.0017$	(13)
$O^{16} + H^2 = O^{17} + H^1 + 0.0021$	(14)
$O^{16} + n^1 = C^{13} + He^4 - 0.0010$	(15)
$F^{19} + H^1 = O^{16} + He^4 + 0.0087$	(16)
$F^{19} + He^4 = Ne^{22} + H^1 + 0.0015$	(17)
$Ne^{20} + n^1 = O^{17} + He^4 - 0.0007$	(18)
$Na^{23} + H^1 = Ne^{20} + He^4 - 0.0057$	(19)
$Na^{23} + H^2 = Ne^{21} + He^4 + 0.0074$	(20)
$Na^{23} + He^4 = Mg^{26} + H^1 + 0.0022$	(21)
$Mg^{25} + H^2 = Na^{23} + He^4 + 0.0077$	(22)
$Al^{27} + H^2 = Mg^{25} + He^4 + 0.0071$	(23)
$Mg^{24} + He^4 = Al^{27} + H^1 - 0.0024$	(24)
$Al^{27} + He^4 = Si^{30} + H^1 + 0.0000$	(25)
$P^{31} + He^4 = Si^{34} + H^1 + 0.0000$	(9)

Table 2

$n^1 = 1.0081_2$	$F^{19} = 19.0036$
$H^1 = 1.0079_9$	$Ne^{20} = 19.997_9$
$H^2 = 2.0139_9$	$Ne^{21} = 21.002_2$
$H^3 = 3.0156_9$	$Ne^{22} = 21.997_0$
$He^3 = 3.0170_6$	$Na^{23} = 22.998_5$
$He^4 = 4.0028_9$	$Mg^{24} = 23.993_3$
$Li^6 = 6.0156_4$	$Mg^{25} = 24.995_1$
$Li^7 = 7.0163_6$	$Mg^{26} = 25.991_2$
$Be^8 = 8.0061_9$	$Al^{27} = 26.991_4$
$Be^9 = 9.0128_1$	$Si^{28} = 27.989_0$
$B^{10} = 10.0143_3$	$Si^{29} = 28.987_8$
$B^{11} = 11.0099_3$	$Si^{30} = 29.986_3$
$C^{12} = 12.0036$	$[P^{31} = 30.984_6]$
$C^{13} = 13.0060$	$[S^{32} = 31.982_8]$
$N^{14} = 14.0072$	$[S^{33} = 32.981_9]$
$N^{15} = 15.0048$	$[S^{34} = 33.979_5]$
$O^{16} = 16.0000$	$[Cl^{35} = 34.978_0]$
$O^{17} = 17.0039$	$[Ar^{36} = 35.976_5]$
$[O^{18} = 18.0045]$	

As Na is the only element in the new data for which an unambiguous exact comparison with the chemical atomic weight is possible, it may be of interest to notice that from our data a «chemical» atomic weight $Na_{chem} = 22.992_3$ is deduced, while according to recent chemical investigations [26] the accepted international value 22.997 must be reduced to 22.993—22.994.

3. If the deviations of the atomic mass values in Table 2 from the nearest integer be plotted against mass numbers, between H^1 and Al^{27} a series of points is obtained lying obviously on a wave-shaped curve with rapidly diminishing amplitudes, which after Al^{27} naturally merges into a straight line whose slope is determined by the points Al^{27} and Si^{30}. As the points P^{31} and S^{34}, according to the last equation of Table 1, are also situated on a straight line having the same slope, we may be justified in taking off all the intermediate values from the same straight line. As a further support for this interpolation it may be stated that the mass of Zn^{64}, if computed from a point on the same straight line, produced up to Zn^{64}, is 63.930, while the

mass-spectrograph value is 63.937 ± 0.019. The interpolated values are marked in the table by brackets. The envelopes of the above-mentioned curve correspond obviously to the two branches of Aston's packing fraction curve. It must be stressed that up to Ne^{20} the period of curve is equal to 4, in accord with the conception of the presence of genuine α-particles in the nuclei, whereas further only a period of 2 is noticeable, corresponding to a slightly higher stability of nuclei with even mass numbers relatively to those with odd mass numbers.

It is a further task of the nuclear theory to give an interpretation of this well-established regularity. Till then, the next use of the available set of atomic mass values must be for calculating the energy balances of all possible nuclear reactions involving the nuclei from C^{12} to Ar^{36}, in order to trace the directions for further experimental study of these reactions. This study should, again, give the necessary data for calculation of a new set of more exact atomic mass values, since the method of deduction of atomic masses from nuclear reactions is obviously one of the most exact methods for the determination of physical constants.

4. As an example of application of the data available I will mention the computation of possible nuclear photo-effects executed as a sequel to the recent paper by Chadwick and Goldhaber ([27]) on this subject. The authors have used the γ-rays of ThC″ ($h\nu = 2.62$ me V) in the search for such an effect, over and above the known cases of H^2 and Be^9, in a large number of elements, with negative results. We have computed on the basis of our data the minimum energies necessary for the dismemberment of each of the nuclei in Table 2, with ejection of n^1, H^1, H^2, H^3 or He^4-particle. Generally, values in excess of the energy of ThC″ γ-rays have been found, ranging from 4 to 10 me V, but in two cases, namely for both isotopes of Li, it was found that a positive result might be observable. We have from our data:

1) $Li^6 = He^4 + H^2 - 0.00124$;

2) $Li^7 = He^4 + H^3 - 0.00222$

and hence, with $h\nu = 2.62$ me V,

1) $R_\alpha = 0.35$ cm; $R_{H^2} = 1.67$ cm;

2) $R_\alpha = 0.20$ cm; $R_{H^3} = 0.46$ cm.

It is possible that under the experimental conditions of Chadwick and Goldhaber particles with such small ranges could have escaped detection.

There is one more case of easily transmutable nucleus:

$$O^{17} - C^{13} + He^4 - 0.00054,$$

but in this case the chances of experimental detection are very slight.

Optical Institute.
Leningrad.

Received
9. XI. 1935.

REFERENCES

[1] L. Isakov, C. R. Acad. Sci. URSS, III, p. 301 (1935). [2] Smythe, Phys. Rev., **45**, 299 (1934).—Manian, Urey and Bleakney, J. Am. Chem. Soc., **56**, 2601 (1934). [3] Johnson. J. Am. Chem. Soc., **57**, 484 (1935). [4] A. Farkas and L. Farkas, Proc. Roy. Soc., **146**, 623 (1934). [5] Moles, ZS. phys. Chem., **115**, 157 (1925). [6] Vaughan, Williams and Tate, Phys. Rev., **46**, 327 (1934). [7] Birge, Rev. Mod. Phys., **1**, 21, footnote 12-a. [8] Eddington, Proc. Roy. Soc., **126**, 696 (1930).—Birge, Phys. Rev., **35**, 1015 (1930). [9] Paton, ZS. Phys., **90**, 586 (1934). [10] Miller, Duncanson and May, Proc. Camb. Phil. Soc., **30**, 549 (1934). [11] Bonner and Brubaker, Phys. Rev., **48**, 469 (1935).—Feather, Proc. Roy. Soc., **136**, 709 (1932). [12] Law-

rense, McMillan and Henderson, Phys. Rev., **47**, 273 (1935). [13] Stegmann, ZS. Phys., **95**, 72 (1935). [14] Cockcroft, Lond. Conf. [Cit. by Bethe, Phys. Rev., **47**, 733 (1935). [15] Meitner u. Philipp, Naturwiss., **20**, 929 (1932). [16] Hendersou, Livingston and Lawrence, Phys. Rev., **46**, 38 (1934), [17] Hhadwick, Constable and Pollord, Proc. Roy. Soc., **135**, 48 (1931).—Pose, ZS. Phys., **72**, 528 (1931). [18] Jaeckel, ZS. Phys., **96**, 151 (1935). [19] Cockcroft and Walton, Proc. Roy. Soc., **137**, 229 (1932).—Livingston,, Henderson and Lawrence, Phys. Rev., **44**, 316 (1933). [20] Lavrence, Phys. Rev., **47**, 17 (1935) [21] König, ZS Phys., **90**, 197 (1934). [22] Lewis, Livingston and Lawrence, Phys. Rev., **44**, 55 (1933). [23] McMillan and Lawrence, Phys. Rev., **47**, 343 (1935). [24] Bothe u. Klarmann, Naturwiss., **21**, 639 (1933). [25] Diebner u. Pose, ZS. Phys., **75**, 753 (1934). [26] Johnson, J. phys. Chem., **36**, 1942 (1932); **37**, 923 (1933). —Baxter and Hale, J. Am. Chem. Soc., **56**, 615 (1934). [27] Chadwick and Goldhaber, Proc. Roy. Soc., **151**, 479 (1935).

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1935. Volume IV (IX), № 3 (72)

PHYSIQUE DU GLOBE

QUELQUES DONNÉES SUR LA TRANSPARENCE DE LA GLACE POUR LA RADIATION ULTRA-VIOLETTE DU SOLEIL

Par N. N. KALITIN

(Présenté par S. I. Wawilow, de l'Académie, le 17. VI. 1935)

On a appliqué à l'étude de la transparence de la glace pour la radiation ultra-violette du soleil la spectrophotométrie photographique.

Le travail a été effectué à l'aide d'un spectrographe Hilger à optique quartzique, muni d'un châssis mobile permettant de photographier jusqu'à 18 spectres sur la même plaque. Le procédé consistait à photographier successivement et avec le même temps d'exposition le spectre de la radiation dispersée de l'atmosphère, pénétrant dans l'appareil directement et à travers la pièce de glace soumise à l'examen.

Si l'intensité de la radiation ne varie pas pendant la durée de l'expérience, on peut, en traitant la plaque par les procédés de la spectrophotométrie photographique, obtenir les valeurs de la transparence de la glace pour les différentes longueurs d'onde. La pièce de glace était recouverte sur les côtés d'un tissu noir, pour éviter toute pénétration latérale d'énergie rayonnante dans la fente du spectrographe.

On prenait sur la même plaque plusieurs photogrammes pour différentes expositions de la radiation passant dans le spectrographe directement et à travers la glace, afin de pouvoir choisir pour les mesurer deux épreuves de la meilleure qualité et d'exposition égale.

On utilisait pour l'expérience des plaques «Agfa-Phototechnische», dont la sensibilité s'étend pratiquement jusqu'à 4000 Å.

Procédant au traitement photométrique on dressait une courbe caractéristique pour chaque secteur du spectre séparément en s'aidant pour sa construction d'une échelle de spectres à intensité lumineuse croissante dans un rapport déterminé; cette échelle était photographiée sur une plaque de la même boîte et développée de la même manière que les photogrammes à examiner. Toutes les plaques ont été étudiées au microphotomètre enregistreur de Moll.

On employait dans les expériences de la glace d'étang, en choisissant les pièces les plus transparentes, sans bulles d'air et de structure homogène vues à l'oeil nu.

La table 1 reproduit les résultats définitifs obtenus pour deux pièces de glace de 10 cm d'épaisseur chaque, mais différentes d'aspect. La première pièce découpée dans le bas d'un grand bloc, était pure et transparente, la seconde, enlevée de la partie supérieure, était légèrement brunie et parsemée de petites bulles d'air en grande quantité.

Table 1

Transparence de la glace (deux morceaux de 10 cm d'épaisseur)

Longueur d'onde en Å . .	3 320	3 460	3 660	3 920	4 160	4 380	4 460
Radiation incidente	3.66	3.63	3.65	3.73	3.80	4.36	5.12
Radiation ayant traversé la pièce de glace transparente	3.55	3.47	3.61	3.71	3.73	4.30	5.04
Radiation ayant traversé la pièce de glace à bulles d'air	2.21	2.14	2.14	2.25	2.40	2.72	3.09
Pourcentage de pénétration à travers la première pièce	97	96	99	99	98	99	98
Pourcentage de pénétration à travers la seconde pièce	60	59	59	60	63	62	60

Ces données prouvent que la glace «transparente» laisse bien passer la radiation ultra-violette du soleil dans les parties examinées du spectre, le pourcentage de transparence étant en moyenne de 98%. La glace à bulles d'air est bien moins transparente pour la même radiation, ne laissant passer que 60% en moyenne.

On a étudié également la transparence d'une grosse pièce de 107 cm d'épaisseur, une pièce prise dans le même étang, bien claire, découpée de la partie inférieure du grand bloc. Les résultats définitifs de l'examen des spectrogrammes y relatifs sont reproduits dans la table 2. Pour les mêmes longueurs d'onde un morceau de glace de 107 cm d'épaisseur laisse pénétrer 1% de la radiation incidente.

Table 2

Transparence d'une pièce de glace de 107 cm d'épaisseur

Longueur d'onde en Å . .	3 320	3 460	3 660	3 920	4 160	4 380	4 460
Radiation incidente . . .	5.96	6.28	6.01	6.31	6.46	7.59	8.55
Radiation ayant pénétré à travers la glace	2.74	2.86	3.06	3.25	3.48	3.98	4.70
Pourcentage de pénétration	46	46	51	52	54	52	55

Cette méthode permet aussi bien d'étudier la transparence de la glace pour une radiation de plus grande longueur d'onde, parce qu'il existe actuellement des plaques sensibles pour une partie très importante de la région infra-rouge du spectre. Il en résulte un moyen d'étudier, en appliquant la méthode spectrophotométrique, les propriétés de transparence de la glace à parti des ondes les plus courtes de la région ultra-violette du spectre et jusque dans l'infra-rouge.

Cette méthode est d'un emploi fort commode dans les expéditions, ce qui lui donne du prix, comme permettant d'étudier les propriétés de transparence de la glace dans les conditions naturelles.

Institut d'Actinométrie
et d'Optique atmosphérique.
Sloutzk.

Manuscrit reçu
le 17. VI. 1935.

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1935. Volume IV (IX), № 3 (72)

CHIMIE

SUR LA VITESSE DE TRANSFORMATION DANS LES ALLIAGES DU MAGNIUM AU CADMIUM DANS LA RÉGION DE COMPOSÉ MgCd

Par N. I. STEPANOV, Membre correspondant de l'Académie, et S. A. BULACH

Telles informations que nous possédons sur les transformations qui ont lieu dans les alliages solides se rapportent presque exclusivement á la statique de ce phénomène. Il est cependant très intéressant, au point de vue tant théorique que pratique, d'élucider la marche même de ce phènomène, c'est à dire sa cinétique.

Aussi le présent travail avait-il pour objet d'étudier la vitesse de la transformation ainsi que sa dépendance de la nature de l'alliage et, dans une certaine mesure, de la température, l'alliage spécifié dans le titre ayant été choisi pour servir d'exemple.

En mesurant directement la vitesse de la cristallisation de l'acide sulfurique, Lidbury(1) trouva qu'elle avait un maximum bien prononcé pour un acide absolument pur, tandis que l'addition d'eau et d'anhydride sulfurique la réduisait considérablement. Dans ce cas, le système en question était composé de deux phases: la phase liquide et la phase solide.

Quand le phénomène se produit à l'état solide, il est impossible d'en mesurer directement la vitesse. On ne peut en juger que d'une façon indirecte, c'est à dire par la modification dans le temps d'une p r o p r i é t é quelconque de l'objet en observation. Nous avons choisi dans ce but la c o n d u c t i v i t é é l e c t r i q u e de l'alliage. La méthode se réduit essentiellement à la trempe d'un échantillon de l'alliage à une température supérieure au point de transformation. L'échantillon est ensuite placé dans un thermostat ayant une température au-dessous de ce point, mais pourtant suffisant à provoquer un passage spontané de l'état instable trempé à un état stable. En mesurant en même temps la conductivité électrique de l'échantillon à des intervalles de temps déterminés, on parvient, comme cela a été démontré, à se rendre compte de la vitesse du processus lui-même d'après les changements de la conductivité électrique.

Dans les alliages du magnium au cadmium il existe des transformations ayant lieu à l'état solide et faciles à étudier, tant par suite de sauts brusques de la conductivité qu'en raison des conditions thermiques. La nature chimique de ces alliages a été étudiée par un assez grand nombre d'auteurs, tels que: Boudouard (2), Grube (3), Urazov (4) Bruni et Sandonini (5), Valentin (6), Hume-Rothery et Rowell (7), Natta (8), Grube et Schiedt (9), Dehlinger (10).

Cependant, elle est encore loin d'être entièrement élucidée. Ce qui a été établi indubitablement c'est l'existence d'un monocadmide de magnium MgCd donnant des solutions solides avec un excès de chacun des composants. A la composition du composé correspond une transformation ayant lieu à une température constante, qui se placerait, suivant différents auteurs, entre 247.5 et 254°. L'addition de chacun des composants a pour effet d'abaisser la température de la transformation. Selon certains auteurs, le composé MgCd se forme lorsque la cristallisation succède à l'état liquide, et, dans ce cas, la transformation correspond au passage d'une de ses modifications à une autre à l'état solide. D'autres supposent que le métallide se dégage de la solution solide lors de la désagrégation de cette dernière, la température de la transformation étant dans ce cas la limite supérieure de l'existence du composé MgCd. Le coefficient thermique élevé de la conductivité de l'alliage au-dessus du point de transformation témoigne, suivant la règle de N. I. Stepanov([11]), en faveur de la première hypothèse. Cette dernière se trouve d'autre part confirmée par une étude approfondie de la courbe de fusibilité de ce système récemment effectuée par N. I. Stepanov et I. I. Kornilov ([12]). Nous avons donc étudié la vitesse du passage, ayant lieu à l'état solide, d'une des modifications du composé MgCd, qui est instable au-dessous du point de passage, à une autre de ses modifications, qui est stable en dedans de cette amplitude de températures.

Les matériaux qui servirent aux alliages furent du magnium et du cadmium fourni par Kahlbaum. Les échantillons à mesurer furent préparés d'après la méthode de N. I. Stepanov([11]), les procédés de mesure étant décrits dans ses travaux. Nous construisîmes à nouveau des pinces spéciales et un thermostat.

La composition des échantillons fut vérifiée par voie d'analyse afin d'établir la teneur en chacun de deux composants. Elle figure dans la Table 1 en regard du numéro de l'échantillon. L'échantillon № 4 se rapproche beaucoup du composé MgCd; il contient 17.67% Mg au poids, au lieu de 17.79% théoriques.

Les échantillons préparés ne se trouvaient être que partiellement trempés, n'étant pas à l'état d'équilibre à une basse température. Afin de leur donner les propriétés requises, ils furent recuits pendant 18 heures à une température de 200° et ensuite lentement refroidis ensemble avec le four fermé. Des expériences préliminaires avaient démontré qu'une recuite de 10 heures suffisait à stabiliser la conductivité électrique, même pour les échantillons les moins rapprochés, quant à la composition, du composé MgCd. La conductivité électrique des échantillons recuits fut mesurée à des température de 25, 50, 75 et 100°, les résultats des mesures étant donnés dans la partie gauche de la Table 1. La conductivité baisse linéairement avec l'accroissement de la température.

Après avoir été mesurés, les échantillons furent trempés. Renfermés dans des tubes de verre bouchés à la soudure, ils furent exposés pendant 2 heures à une température de 280°, qui fut ensuite accrue jusqu'à 320°, la trempe étant effectuée à l'eau froide d'une température de 4—8°. Pendant ce traitement, l'alliage dans son entier passait à une modification stable au-dessus du point de transformation (254°). La conductivité électrique fut mesurée à 25 50 et 75°. Sa valeur correspondant à 100° fut obtenue par l'extrapolation des mesures en ligne droite, car, à une température de 100°, la transformation ayant lieu dans les échantillons trempés est si rapide que la conductivité change sensiblement au moment même où se fait la mesure. Les résultats figurent à la partie droite de la Table 1.

Table 1

Composition et conductivité spécifiques des échantillons recuits et trempés

№ de l'échantillon	Composition en % de Mg		Conductivité électrique							
	au poids	atomique	Échantillons recuits				Échantillons trempés			
			25°	50°	75°	100°	25°	50°	75°	100°
1	16.65	48.0	11.18	10.36	9.70	8.95	9.64	9.16	8.72	8.25
2	16.71	48.54	11.72	11.00	10.16	9.28	10.15	9.59	9.07	8.50
3	17.50	49.5	12.00	10.80	10.05	9.36	10.10	9.62	9.18	8.72
4	17.67	49.8	12.75	11.96	11.12	10.32	11.10	10.41	9.62	8.94
5	18.67	51.5	11.33	10.66	10.03	9.34	10.26	9.63	9.11	8.52
6	19.29	52.5	10.95	10.36	9.68	9.05	9.55	9.18	8.72	8.30
7	19.48	52.8	11.08	10.33	9.57	8.86	9.66	9.09	8.60	8.10

Une comparaison des données obtenues pour les échantillons recuits et pour ceux trempés suffit à démontrer clairement que la modification stable aux températures basses possède une conductivité beaucoup plus élevée.

La température de 100 degrés se trouva être la plus favorable à l'étude de la vitesse de transformation. Au-dessus de cette température, la transformation est si rapide que la mesure de la conductivité électrique sans enregistrement devient extrêmement difficile; un abaissement de la température la ralentit d'autre part jusqu'à rendre l'expérience trop prolongée. Les données représentant les changements de la conductivité électrique dans le temps sont reproduites dans la Table 2. On adopte pour le moment initial de l'expérience celui de la submersion de l'échantillon dans le thermostat à huile. Il est marqué sur la table par 0, et la conductivité électrique y correspondant est celle qui figure dans la Table 1 pour l'échantillon trempé à 100°. Au début, les mesures furent faites à des intervalles de 2—3 minutes, ensuite à des intervalles plus rares; l'expérience dura prés de trois heures, et, au bout de ce temps, la conductivité électrique n'avait pas atteint la valeur caractérisant l'échantillon recuit, où la transformation avait suivi son cours jusqu'à la fin. Dans la Table 2, cette valeur empruntée à la Tabl. 1, figure à la dernière colonne marquée du signe ∞.

D'après les données de la Tabl. 2, on a représenté graphiquement sur la Fig. 1 l'accroissement avec le temps de la conductivité électrique pour les échantillons 2, 4 et 7, le temps étant calculé à partir du commencement

Table 2

№ l'éch.	Temps (en minutes) écoulé depuis le commencement de la transformation, et la valeur correspondante de la conductivité électrique à 100°																
	0	2	5	8	12	18	22	30	40	45	60	75	95	120	150	180	∞
1	8.25	8.31	—	—	8.38	—	—	8.44	—	—	8.48	8.50	—	8.54	8.58	8.60	8.95
2	8.50	8.61	—	8.71	—	8.78	—	—	8.83	—	8.89	—	8.94	8.98	9.00	9.02	9.28
3	8.72	8.74	—	8.92	—	9.01	—	—	9.08	—	9.09	9.10	9.11	—	—	—	9.36
4	8.94	9.22	—	—	9.50	—	9.65	—	—	9.80	—	9.90	—	10.00	10.04	10.06	10.32
5	8.52	8.68	—	8.73	—	8.82	—	—	8.88	—	8.93	—	9.00	9.02	9.04	9.06	9.34
6	8.30	8.40	—	8.47	—	8.52	—	8.56	8.60	—	8.63	8.68	—	8.72	8.80	8.82	9.05
7	8.10	8.18	8.22	8.28	—	8.32	—	8.37	8.41	—	8.46	—	8.51	8.52	8.53	8.53	8.86

de l'expérience. Au début, la conductivité s'accroit très rapidement, ensuite un ralentissement se fait sentir et, finalement, elle commence à se rapprocher asymptotiquement de sa valeur limite. Il est par conséquent impossible d'établir avec précision le moment où la transformation est achevée. Une fonction similaire du temps sert aussi à exprimer les variations de la vitesse de transformation. Par analogie avec la désintégration radioa-

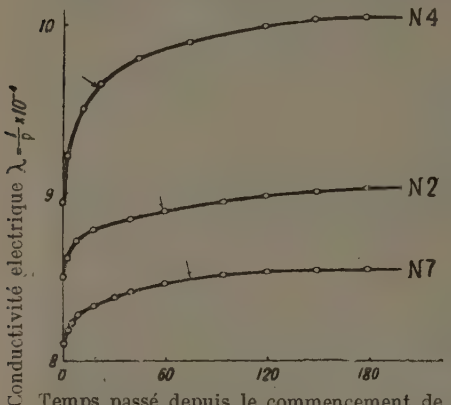

Fig. 1.

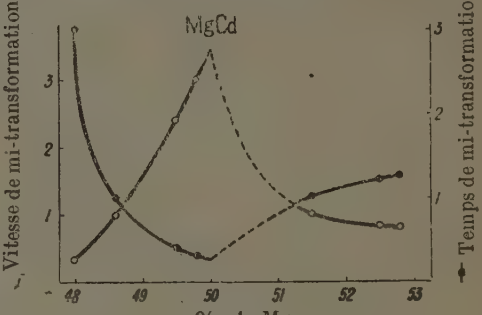

Fig. 2.

ctive, nous introduisîmes, pour caractériser la vitesse de transformation d'un échantillon donné, «le temps de mi-transformation» nécessairepour accroître la conductivité électrique jusqu'à la moitié de son accroissement final lors de la transformation complète. Pour l'échantillon № 4, la conductivité électrique acquiert, pour ce moment, suivant les données de la Table 2, la valeur suivante:

$$8.94 + \frac{10.32 - 8.94}{2} = 9.63$$

Ces «valeurs de la conductivité électrique de la mi-transformation» sont données pous tous les échantillons dans la colonne 2 de la Table 3. Sur les courbes de la Fig. 1, les points correspondant à la conductivité électrique de la mi-transformation sont marqués par des flèches. Les abscisses de ces points donnent «le temps de mi-transformation» cherché. Ce temps est indiqué en heures dans la colonne correspondante de la Table 3. La vitesse de transformation elle-même est en raison inverse de ce temps. C'est pourquoi, afin de caractériser la vitesse, nous avons introduit «la vitesse de mi-transformation», qui est une valeur inverse à celle du «temps de mi-transformation». Elle est indiquée dans la dernière colonne de la Table 3.

Table 3

№ de l'échantillon	Conductivité électrique de mi-transformation	Temps de mi-transformation	Vitesse
1	8.6	3	0.333
2	8.89	1	1
3	9.04	0.416	2.4
4	9.63	0.333	3
5	8.93	1	1
6	8.67	1.2	0.83
7	8.48	1.25	0.8

Les données de la Table 3 ont servi à dresser le diagramme de la Fig. 2 rapportant le temps et la vitesse de transformation à la composition de la solution solide dans laquelle a lieu le pasage du composé MgCd d'une modification à une autre. Le composé chimique posssède la plus grande vitesse de transformation, qui décroît à mesure que l'on ajoute des excédents de composants. Le diagramme de la vitesse se compose de deux branches

dont le point d'intersection se trouve au point Daltonique ou singulier de l'ordonnée du composé.

De cette façon, nous introduisons le temps dans le diagramme qui sert à caractériser la nature chimique du système.

Académie des Sciences de l'URSS,
Institut d'Analyse Physico-Chimique.
Leningrad.

Manuscrit reçu.
le 28.VII.1935.

LITTÉRATURE CITÉE

[1] F. A. Lidbury, ZS. phys. Chem., **39**, 453 (1902). [2] Boudouard, C. R., **134**, 1431 (1902). [3] G. Grube, ZS. anorg. Chem., **49**, 72 (1906. [4] Г. Г. Уразов, Известия С.-Петербургского политехнического института, **14**, 675 (1910); ZS. anorg. Chem., **73**, 43 (1911). [5] G. Bruni u. C. Sandonini, ZS. anorg. Chem., **78**, 277 (1912). [6] J. Valentin, Revue de métallurgie, **23**, 216 (1926). [7] W. Hume Rothery a. S. W. Rowell, Journ. Inst. of Metals, **38**, 137 (1927). [8] G. Natta, Ann. chim. appl., **18**, 135 (1928). [9] G. Grube u. E. Schiedt, ZS. anorg. allgem. Chem., **194**, 190 (1930). [10] U. Dehlinger, ZS. anorg. allgem. Chem., **194**, 223 (1930). [11] Н. И. Степанов, Записки Горного института, **3**, 208 (1911); Журнал Русского физико-химического общества, **44**, 910 (1912); ZS. anorg. Chem., **78**, 1 (1912). [12] N. I. Stepanov et I. I. Kornilov, C. R. Acad. Sci. URSS (sous presse).

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1935. Volume IV (IX), № 3 (72)

GEOLOGY

ON THE ABSOLUTE AGE OF THE OLDEST FORMATIONS OF KARELIA

By V. M. TIMOFEJEV

(Communicated by V. I. Vernadskij, Member of the Academy, 7. VII. 1935)

In the study of the oldest formations having no fossil remains, the problem of their age meets with great and sometimes almost insurmountable difficulties. Substantial assistance in this difficult question could be received from determinations of the age of radioactive minerals occurring within them. These could serve as an important check-up on the schemes founded on the usual stratigraphical data. This new method of age determination of rocks could be applied with success to the study of the pre-Cambrian formations of Karelia, which are attracting so much attention at present. The table on the reverse side gives the stratigraphical scheme as constructed on the basis of the latest data.

It is necessary to add, howewer, that the positions of the individual formations in this scheme are not all equally well grounded. While the position of certain of them may be considered as established, the position of others is still problematic. Naturally, attention schould be directed to these disputable points in the above stratigraphical scheme of the rocks of Karelia. It is especially important to establish the position of the gneiss-schist series of the western coast of the White Sea and to determine whether this series belongs to the Upper or to the Lower Archaean. This can be established by determining the age of the radioactive elements of the minerals of the White Sea formations and of the complex of the gneissic granites (Svionian). The granites of lake Onega, which are referred to the Post-Bothnian, should be subjected to a similar determination, and so should also the granites of the White Sea, with which the widely occurrent pegmatite veins are associated. The age of the last two rocks was determined by uraninite (Siniaya Pala) and monazite (Chernaya Salma) and was found to be two milliard years old. As shown by the stratigraphical scheme, these rocks are far from being the oldest in this area. It would be also of interest to determine the age of the gabbronorites and amphibolites with intrusions of pegmatite veins. Lastly, it would be most interesting to determine the absolute age of Rapakiwi. It would be most desirable to have parallel determinations of specimens from the corresponding formations of the neighbouring Finland.

Received
7. VII. 1935.

Palaeozoic	Vein formation of alkali rocks of Kandalaksha district
	Gap
Bothnian formation	Tabular intrusions of gabbro-diabases of the western shore of lake Onega Dikes of the eastern shore of lake Onega Sandstones of Petrozavodsk and Shoksha Rappakiwi
	Gap
Post-Karelian epoch of diastrophism	Acid intrusions (granites, grano-diorites, quartz-porphyries, albitophyres), Nadvoitzi, Tunguda, Kushevanda, Kukas-Ozero, Pudozhemye
Karelian formation	Effusions of basic rocks, Suissarsk-Konchezersk volcanic area Green tuff-schists of lake Onega Shallow intrusions of Zaonezhye, Spasskaya guba, Kukas-Ozero Intrusions of basic rocks of Pudozh-Gora, Koikara Black schungite schists of Prionezhye Dolomites and limestones of Vidan, Spasskaya Guba, Tivdia, east shore of lake Onega, Segozero, Kukas-Ozero Effusions of basic rocks, Segozero, Nadwoitzi, Tunguda, Shuezero Quartzites, Segozero, Nadwoitzi, Tunguda, Schuezero Basal conglomerates of south Karelia
	Gap
Post-Bothnian epoch of diastrophism	Pegmatites of Siniaya Pala, Chernaya Salma, Olenchik Granites of Onega, Rebolda, Uchta and their migmatites Grano-diorites of lake Onega, lake Rebolda, lake Piaozero
Bothnian	Formations of drusites (gabbro-peridotites) Gabbro-diabases Effusive metobasites (metadiabases, metapicrites) of Segozero, Sovdozero Crystalline schists of Segozero, lake Giursulsk, Rebolda and other districts Gneisses and crystalline schists of the White Sea
	Gap
Post-Svionian diastrophism	Gneissic oligoclase granites and grano-diorites of western Karelia
Svionian	Gneisses, crystalline schists, amphibolites, in the form of relict inclusionsin ancient granites

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1935. Volume IV (IX), № 3 (72)

PHYSIKALISCHE GEOGRAPHIE

ZUR FRAGE VOM ZUSAMMENHANG ZWISCHEN SCHWERKRAFT UND SEISMISCHER TÄTIGKEIT

Von S. HELLER

(Vorgelegt von P. P. Lazarew, Mitglied der Akademie, d. 30. VI. 1935)

Der deutlich ausgesprochene Zusammenhang zwischen dem Grad der seismischen Aktivität und den Schwerkraftverhältnissen in verschiedenen Gebieten beanspruchte schon seit langeher das Interesse der betreffenden wissenschaftlichen Kreise. Entsprechende Beobachtungen haben erwiesen, dass Gebiete mit bedeutenden positiven oder negativen Anomalien der Schwerkraft in ganz besonders hohem Masse Erdbeben ausgesetzt sind. Zurzeit findet die sogenannte Gravitations oder Schwerkraftmethode ausgedehnte Verwendung bei Erdbebenforschungen; dabei bilden Grad und Charakter der Verteilung der entdeckten Anomalien der Schwerkraftbeschleunigung das Hauptmoment für die Bestimmung der Stärke der seismischen Eigenschaften des zu untersuchenden Gebietes. In diesem Sinne wird, jedoch, nur die statische Seite des Zusammenhanges zwischen den betreffenden Erscheinungen hervorgehoben, da hier nur ein gewisser stationärer Zustand der Schwerkraftelemente, welcher nur den allgemeinen Charakter der seismischen Tätigkeit bestimmt, berücksichtigt wird. Diese Seite der Frage wurde schon mehr oder weniger ausführlich in der einschlägigen Fachliteratur behandelt und es liegt hier deshalb keine Veranlassung vor, auf dazu gehörige Einzelheiten einzugehen.

In der vorliegenden Notiz soll eine andere Seite der Frage berührt werden und zwar handelt es sich um Zusammenhänge in der Dynamik der in der Natur sich abspielenden Änderunden des Schwerkrafts- und Seismizitäts-Verhältnisse. Diese Frage wurde, soweit uns bekannt, bisher noch nirgends aufgeworfen und ebensowenig wurden darauf bezügliche Beobachtungen angestellt.

Die Notwendigkeit dieser Fragestellung wurde uns durch die Ergebnisse der gravimetrischen Arbeiten nahegelegt, welche 1934—1935 von der transungusischen Abteilung der turkmenischen Forschungsexpedition der Akademie der Wissenschaften ausgeführt worden sind. Die Anomalien, welche hierbei für die Schwerkraftbeschleunigung in Aschchabad und Tedschen ermittelt wurden, weisen wesentliche Abweichungen auf von den durch Zalesskij für dieselben Punkte 1906 festgestellten Grössen.

	Aschchabad	Tedschen
1906	—62	—27
1934	—80	—46

Der Unterschied zwischen den Bestimmungen aus den Jahren 1906 und 1934—1935 war, wie ersichtlich, von solcher Grösse, dass er sich blos entweder durch grobe Messungsfehler oder durch tatsächliche Änderungen der Schwerkraft an den genannten Orten erklären lässt.

Stellt man sich auf den Standpunkt der zweiten Voraussetzung, d. h. der Annahme, dass eine Veränderung der Anomalien selber auf Grund von Erdmassenverschiebungen stattfindet, so wird es ganz natürlich sein, diese Anomalien mit Erdbebenerscheinungen in Verbindung zu bringen, die denselben Gründen entspringen. Im vorliegenden Falle können wir nicht umhin, die schroffe Veränderung der Anomalien für den Zeitraum von 1906 bis 1934 mit dem häufigen Vorkommen von ziemlich starken Erdbeben, wie z. B. das Beben vom 1. Mai 1929 an diesen Orten in Zusammenhang zu bringen.

Der besagte Zusammenhang zwischen Anomalienveränderungen und Erdbebenerscheinungen wurde an einer Reihe von Stellen, für welche wiederholte Schwerkraftbestimmungen vorliegen, nachgeprüft (Mittelasien, Italien, Deutschland). In der Regel sind in den seismisch aktiven Gebieten die Anomalien der Schwerkraftbeschleunigung ihrer Grosse nach nicht beständig. Auf Grund des bisher gesammelten Beobachtungsmaterials ist es, jedoch, nicht möglich endgültige Schlussfolgerungen über den Charakter der Wechselbeziehungen dieser beiden Erscheinungen zu machen, da wiederholte gravimetrische Bestimmungen nur sehr selten durchgeführt wurden und dazu noch meistens in grossen Zeitabständen, innerhalb deren eine grössere Anzahl von Erdbeben verschiedener Stärkegrade stattfand. Vom Standpunkte der gravitationellen Charakteristik kommt noch der Umstand in Betracht, dass diese Erdbeben, sehr wahrscheinlich, auch nach verschiedenen Richtungen sich auswirken. Jedenfalls kann die Existenz engster Beziehungen zwischen den Veränderungen der Schwerkraft- und den seismischen Erscheinungen nicht mehr bezweifelt werden.

Diese Tatsache, die man doch schon a priori hätte aufstellen können, da hier ja eine und dieselbe Ursache, nämlich Erdmassenverschiebungen, sowohl Änderungen der Schwerkraftverhältnisse, als auch Erdbebenerscheinungen hervorrufen muss, wird in unzweideutiger Weise durch die Ergebnisse der angeführten Beobachtungen bestätigt.

Dieser Tatbestand scheint uns nicht nur ein theoretisches Interesse, sondern auch eine grosse praktische Bedeutung zu besitzen, da sich nunmehr die Möglichkeit darbietet, die Veränderungen der Schwerkraftanomalien in ihrem zeitlichen Ablauf als Material für E r d b e b e n p r o g n o s e zu verwerten. Es ist hier durchaus wahrscheinlich, dass für jedes bestimmte Gebiet auch gewisse ihm speziell eigene Beziehungen zwischen Charakter und Richtung der Veränderungen der Schwerkraftelemente und der seismischen Prozesse massgebend sein müssen.

Im Anschluss an diese kurz angedeuteten Betrachtungen erscheint es äusserst wünschenswert, schon in diesem Jahre mit der Organisation von speziellen Beobachtungen zu beginnen, die es ermöglichten die zwischen den beiden Erscheinungsgruppen bestehenden Beziehungen klarzulegen. Zu diesem Zwecke wäre es notwendig, mit Hilfe von speziellen Expeditionen wiederholte gravimetrische Bestimmungen an einer Reihe von Stellen vorzunehmen und 2—3 ständige wissenschaftliche Stationen (z. B. in Alma-Ata, Aschchabad, Leninakan) zu eröffnen, wo parallele systematische Beobachtungen für beide Gebiete geführt werden könnten.

Akademie der Wissenschaften der UdSSR.
Institut für physikalische Geographie. Moskau.

Eingegangen
d. 30. VI. 1935.

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1935. Volume IV (IX), № 3 (72)

PLANT PHYSIOLOGY

CORRELATION OF FROST RESISTANCE AND RESISTANCE TO SOIL SALINATION

By L. I. SERGEJEV, A. M. LEBEDEV, and A. A. AKIFJEVA

(Communicated by A. A. Richter, Member of the Academy, 13. VI. 1935)

Investigations of the reaction of various systematical and biological groups of wheat and of certain weeds to salt solutions([4],[5],[6]) have shown the degree of resistance to salts to be associated with the physico-chemical properties of the protoplasm of the cells of the plants under investigation.

The osmotic action of a salt solution is an «external» influence of the living system and manifests itself in the dehydration of bio-colloids and concentration of cell sap. Alongside of this «external» influence, there also occurs an «internal» influence as the result of salt absorption. Salt absorption is accompanied by an increase in the concentration of electrolytes inside the cell, and consequently by an approach to the critical potential and by a toxic effect of the free ions causing a rise in the degree of aggregation of the protoplasmic colloids. The degree of «external» and «internal» influence of the salt solution depends, on the one hand, upon the concentration, the nature of dissociation, the magnitude of ion valence, and the degree of equilibrium of the salts, and, on the other, upon the physiological condition of the plant organism ([2],[3]). But in either case the influence of a solution of salts of univalent cations (non-heavy metals) tends to lower the vitality of the colloids of the protoplasma or even to coagulate them. Therefore, differences in salt resistance of plants, with the exception of the edaphic group of halophytes, depend upon the differences in the resistance of the plasma colloids and upon the content of electrolytes in the cell sap.

The effect of low temperatures upon plant tissues is best explained by the «chemical» theory of Gorke ([8]) and Schaffnit ([9]). The death of frozen tissues is due to the coagulation of plasma colloids weakened by dihydration caused by concentrated cell sap. The Gorke-Schaffnit theory is indirectly corroborated by Dexter's ([7]) last work. Dexter's investigations have shown the more frost-resistant wheat varieties to contain less electrolytes than the less resistant varieties. Varieties of greater permeability will therefore suffer more from low temperatures. Differences in frost resistance can obviously also depend upon differences in the resistance of the plasma colloids of the plants compared.

Thus, the fundamental factors determining the resistance of plants to temperatures below zero and to saline solutions (of the type of soil solutions

of solonchaks) are identical, namely, high resistance of the colloids of the protoplasma and low concentration of electrolytes in the cell sap.

On the basis of the above theoretical premisses, we assumed a correlation to exist between frost resistance and resistance to soil salination. In order to verify this postulate, investigations were undertaken of the frost resistance and the resistance to salt of a series of cultivated cereals (winter rye and winter wheat varieties). Determinations of frost resistance were carried out by A. M. Lebedev*, those of resistance to salts by A. A. Akifjeva**, under the guidance of L. S. Sergejev, who also worked out the general problem of the correlation of resistances.

1. Physiological Characteristics of Varieties of Winter Rye and Winter Wheat as Regards Frost Resistance. Plants in «tillering» stage were subjected to low temperatures in refrigerating chambers of a German refrigerator of the «Odifren» type. The tests were carried out at different temperatures below zero.

The degree of frost resistance was estimated by the number of plants surviving on direct cultivation according to the method of M. T. Saltykovskij and A. M. Lebedev.

The coefficient of frost resistance was calculated as the area formed by the frost resistance curve of the given variety and the coordinate axes. The data obtained are summarized in Table 1.

Table 1

Variety	Coefficient of frost-resistance
Winter wheat 0329 v. *lutescens*	15 916
» » 1060/10 v. *lutescens*	12 275
Rye wheat hybrid 46/131 v. *erythrospermum*	11 708
Winter wheat 0237 v. *hostianum*	8 000
» » Ukrainka v. *erythrospermum*	2 625
» » Kooperatorka v. *erythrospermum*	100

It follows from the table that the coefficient of frost resistance varies within very considerable limits with the varieties.

The winter ryes Eliseevskaya and Viatka are not included in this table, as they were subjected to lower temperatures.

Varieties of winter rye stand in respect of frost resistance much higher than winter wheats, Eliseevskaya rye being more frost resistant than Viatka rye; 0432 v. *hordeiforme* showed the minimum frost resistance, even in comparison with spring wheats.

2. Diagnosis of Different Varieties of Winter Rye and Winter Wheat as Regards Resistance to Soil Salination. The diagnosis of the different varieties of winter rye and winter wheat in respect of the resistance to soil salination was carried out after the method proposed by A. A. Richter, Member of the Academy, and elaboreted by L. S. Sergeiev. Calculations of the coefficient of resistance to salts were similar to those of the coefficient of frost resistance.

Table 2 gives the coefficients of resistance to salts for the main types of soil salination.

---

* Chief of the Winter Hardiness Section of the Saratov Experimental Plant-Breeding Station.

** Assistant to the Chair of Botany of the Balashov Pedagogical Institute.

Table 2

Variety	Coefficient of resistance to salts		
	NaCl	Na_2SO_4	Na_2CO_3
Eliseevskaya rye	849	771	693
Viatka rye	748	732	641
Winter wheat 0329 v. *lutescens*	707	656	660
» » 1060/10 v. *lutescens*	716	658	555
Rye wheat hybrid 46/131 v. *erythrospermum*	734	588	543
Winter wheat 0237 v. *hostianum*	661	544	555
» Ukrainka v. *erythrospermum*	655	574	522
» Kooperatorka v. *erythrospermum*	621	505	517
Spring wheat 0432 v. *hordeiforme*	562	—	386

The following conclusions may be drawn from the table:

a) Resistance to different types of soil salination varies within considerable limits with the varieties.

b) Varieties of winter rye are the most resistant and the spring wheat v. *hordeiforme* 0432 (hard) is the least resistant.

c) In isomolar concentrations the degree of toxicity of the salts tested was found to vary in the following order: $Na_2Co_3 > Na_2SO_4 > NaCl$.

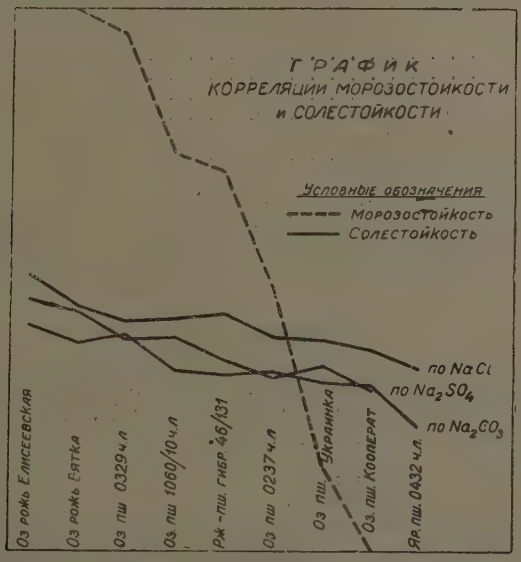

Diagram of the correlation of frost-resistance and resistance to salts

——————— frost-resistance

——————— resistance to salts

3. Correlation of Frost Resistance and Resistance to Various Types of Soil Salination. A diagram was drawn on the basis of the coefficients of frost resistance and resistance to salts. In studying this diagram it is easy to see that the varieties characterized by low resistance to various types of soil salination are also distin-

guished by minimum coefficients of frost resistance. The tendencies of the curves of resistance to salts are completely analogous to those of frost resistance for the same varieties. The less resistant a variety is to frost, the less resistant it is to soil salination. The divergence in the angles formed by the curves and the abscissa axis is due to the fact that in tests of frost resistance only temperatures close to lethal ones were examined, while in tests of resistance to salts low concentrations of the salts under investigation (from 0.01 to 0.5 mole), were also used.

It follows from an analysis of the diagram that there is no difference between the resistance to frost and that to soil salts. There exists only one resistance—the physiological resistance of a given variety. This will make the diagnosis of varieties as regards their resistance much easier.

4. Coefficients of Resistance and the Absorption of Salts. We thought it interesting to supplement the diagram of the correlation of frost-resistance and resistance to salts with data on the absorption of salts by the varieties under investigation. For this purpose, one of the authors (A.A. Akifjeva) carried out determinations of the absorption by ten-day-old seedlings from 0.01 mole NaCl according to L. I. Sergejev's method (6). The results obtained (the mean of several determinations) referred to one plant are shown in Table 3.

Table 3

Variety	Absorption of NaCl in mg
Eliseevskaya rye	4.4
Viatka rye	4.8
Winter wheat v. *lutescens* 0324	5.2
» » » 1060/10	5.2
» » Kooperatorka v. *erythrospermum*	5.4
Spring wheat 0432 v. *hordeiforme*	3.4

The data obtained permit us to judge of the essence of the differences in the degree of physiological resistance of the varieties of cereals examined.

The difference in the degree of resistance of winter varieties of rye and wheat is due to different absorption. The less resistant a variety the more it absorbs.

The spring wheat v. *hordeiforme* 0432, showing the lowest coefficient of physiological resistance, is distinguished by comparatively insignificant absorption. It is to be assumed that v. *hordeiforme* 0432, similarly to other representatives of the 28 chromosome (hard) wheats, is distinguished by a minimum resistance of the plasma colloids.

Balashov Pedagogical Institute
and Saratov Plant-Breeding Centre.

Received
13. VI. 1935.

REFERENCES

[1] A. M. Lebedev, Paper read at the 3rd All-Union Conference on the Physiology of Winter Hardiness held in Dniepropetrovsk, 1934 (in press). [2] А. А. Рихтер, Журнал опытной агрономии Юго-Востока, III, вып. 2 (1926). [3] Д. Л. Рубинштейн, Физико-химические основы биологии (1932). [4] L. I. Sergejev, C. R. Acad. Sci., URSS, I, № 7-8 (1935). [5] L. I. Sergejev, The Influence of Different Concentrations of $KClO_3$ upon the Germination of Seeds and upon Adult Weeds (in press). [6] L. I. Sergejev, Paper read at the 1st Conference of Young Scientists held in Saratov (in press). [7] Dexter, Plant Phys. (1934). [8] H. Gorke, Landw. Versuchs-Stat. (1907). [9] E. Schaffnit, Mitt. d. Kaiser Wilhelms Inst. (1910). [10] J. Stoklasa, Biochem. ZS. (1918).

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1935. Volume IV (IX), № 3 (72)

ZOOLOGIE

EINE NEUE CYCLOPINIDEN-GATTUNG (*COPEPODA*) AUS DER AWATSCHA-BUCHT

Von S. S. SMIRNOV

(Vorgelegt von S. A. Zernov, Mitglied der Akademie, 10. VI. 1935)

In einer der Planktonproben, welche von N. Novograblenow in der Awatscha-Bucht (Kamtschatka) am 7. VI. 1928 gesammelt worden sind und welche im zoologischen Institut der Akademie der Wissenschaften der UdSSR (Kollektionsnummer 211-929) aufbewahrt werden, habe ich einige Arten der Copepodenfamilie *Cyclopinidae* entdeckt, darunter eine als neue Gattung und Art erwiesene Form (ca. 15 Exemplare, ♂♂ und ♀♀). Ausser den Cyclopiniden sind in denselben Proben noch einige Planktoncopepoden und auch eine Reihe von bodenbewohnenden Copepoden gefunden worden, so dass man glauben kann, dass das Planktonnetz nahe dem Boden gewesen ist und diese Copepoden mitgebracht hat. In den zwei übrigen Proben derselben Kollektion, welche gleichzeitig in der Awatscha-Bucht gesammelt worden sind, habe ich nur die Planktoncopepoden finden können.

In vorliegender Notiz gebe ich eine Beschreibung der neuen Gattung und Art, auf andere hier gefundene Cyclopiniden hoffe ich in der Zukunft eingehen zu können.

CYCLOPINOPSIS nov. gen,

Steht der Gattung *Cyclopina* Cl. recht nahe, unterscheidet sich aber von dieser wohlbekannten Gattung durch einige Merkmale. Der Kopfabschnitt ist vom ersten schwimmfusstragenden Segment deutlich abgetrennt. Das 2. Basalglied des Mandibeltasters ist mit dem 1. Endopoditenglied verschmolzen. Der Terminalteil der Maxillarfüsse ist verlängert und mit wenigen Borsten bewaffnet, sein Apikalglied ist recht klein und besitzt zwei lange, stark gebogene Borsten. Der grösste Unterschied der hier beschriebenen Gattung besteht in der Bedornung der 4. Schwimmfüsse, deren distale Exopoditenglied mit nur einem im Distalteil des Aussenrandes inserierten Dorn und einem Terminaldorn bewaffnet ist. Die Dornformel ist folglich 4 : 4 : 4 : 2, während bei den meisten Vertretern der Familie die Dornformel ist wie folgt 4 : 4 : 4 : 3. Von dieser letzt angeführten Formel unterscheiden sich die Dornformeln nur bei den *Cyclopinodes* Wilson (3 : 4 : 4 : 3) und den *Paracyclopina* (4 : 4 : 4 : 4).

Typus der Gattung: *Cyclopinopsis curticauda*, nov. sp.

Cyclopinopsis curticauda nov. sp.

Weibchen.. Die Länge der geschlechtsreifen Weibchen ist 0.66—0.75 mm. Der Vorderkörper ist fast 2 mal so lang wie das Abdomen mit der Furka. Er ist von regelmässig eiförmiger Gestalt, in der Vorderhälfte etwas breiter als in der hinteren. Seine grösste Breite ist 2 mal kleiner als seine Länge und liegt an der Grenze des Kopfabschnittes und des ersten

Cyclopinopsis curticauda nov. gen. et sp. .

beintragenden Segmentes. Der Kopfabschnitt ist vom ersten beintragenden Thorakalsegment deutlich abgetrennt. Das 4. Thorakalsegment ist beträchtlich schmäler als das vorhergehende, das 5. Segment ist noch schmäler, mit schwach hervortretenden Lateralteilen. Das Abdomen besteht aus 4 Gliedern, es verschmälert sich gegen die Furka recht schwach. Das Genitalsegment ist in der vorderen Hälfte leicht verbreitert, seine Länge ist ungefähr der Länge der übrigen Abdominalsegmente gleich. Die relativen Längen der Abdominalsegmente sind 18 : 8 : 6 : 4. Die Furkaläste sind etwas kürzer als das Analsegment, stark zueinander genähert, parallel. Die Breite jedes Furkalastes ist nur unbedeutend geringer als seine Länge. Die Seitenborste ist lang, gut entwickelt, mehrere mal länger als die Furka. Die mittleren Apikalborsten sind lang, relativ dick, mit zahlreichen gut wahrnehmbaren Dörnchen ausgerüstet. Die längste Apikalborste ist deutlich länger als der Hinterkörper. Die Borsten der Aussen- bzw. Innenecke der Furka sind dünn, die Aussenborste ist beträchtlich kürzer als die innere. Die Borste der Dorsaloberfläche ist dünn, mässig lang.

Die Vorderantennen reichen zurückgeschlagen fast bis zum Hinterende des Kopfabschnittes und bestehen aus 10 undeutlich abgetrennten Glie-

dern, welche auch einige Spuren der weiteren Gliederung aufweisen. Die Hinterantennen sind 4-gelidrig, das erste Glied besitzt einen gut ausgebildeten Vorsprung an der distalen Aussenecke. Die 2 ersten Glieder sind untereinander ungefähr gleich lang, das 3. Glied ist deutlich kürzer als das 2., und das Endglied ist dem 3. Gliede gleich lang oder sogar etwas kürzer. Das 2. Basalglied des Mandibeltasters ist schlank, stark verlängert, mit einer Borste versehen. Der Exopodit besteht aus 3 Gliedern, deren zwei erstere mit je einer Borste und das letzte Glied mit 2 Borsten ausgerüstet sind. Das 1. Endopoditenglied ist mit dem 2. Basalglied verschmolzen, so dass man nur bei einigen Exemplaren eine recht undeutliche Spur der Zerteilung beobachten kann. Dieses Glied trägt 2 Borsten, das 2. Endopoditenglied, welches deutlich abgegliedert ist, besitzt 5 Borsten. Die hinteren Maxillen zeigen keine Besonderheiten gegen eben solche Extremitäten bei den Cyclopina-Arten. Der Endopodit der Maxillipeden besteht aus 6 Gliedern, sein 1. Glied ist verbreitert, die übrigen Glieder sind bedeutend schmäler, untereinander ungefähr gleich breit. Das drittletzte Glied ist lang, das Distalglied recht klein und mit 2 langen, gut ausgebildeten, gekrümmten Borsten bewaffnet. Das 1. Endopoditenglied trägt auch 2 Borsten, andere Glieder tragen je eine Borste.

Die Schwimmfussäste sind 3-gliedrig. Die Bewehrung einzelner Fussglieder (mir Ausnahme des distalen Exopoditengliedes des 4. Fusses) stimmt mit der der um die *Cyclopina gracilis* Cl. sich gruppierenden Arten gänzlich überein. Die Aussenranddorne der Exopoditen sind mit breitem Hyalinsaum versehen. Der auffallendste Unterschied der hier beschriebenen Form gegen die anderen Cyclopiniden besteht in der Bewehrung des distalen Exopoditengliedes des 4. Fusses (s. Abbildung, *a*). Dieses Glied trägt nähmlich nur einen Aussenranddorn, einen Terminaldorn und 5 Innenrandborsten. Die Dornformel ist folglich 4 : 4 : 4 : 2. Das 5. Füsschen (s. Abbildung, *c*) ist deutlich 2-gliedrig, sein Basalglied trägt eine lange dünne Borste an der distalen Aussenecke und einen geraden starken Dorn am Innenrande. Das Distalglied ist beträchtlich kürzer und schmäler als das Basalglied und mit 4 Anhängen bewaffnet. Von diesen Anhängen sind zwei lange dünne Borsten am Apikalende nahe dem Innenrand inseriert. Zwei andere Anhänge sind dicke (insbesondere im Proximalteil), stark gekrümmte Borsten, welche mit etlichen langen starken Dörnchen ausgerüstet sind. Eine dieser verdickten Borsten, welche besonders stark gekrümmt ist, ist ungefähr in der Mitte des Aussenrandes des Gliedes befestigt, die zweite, kürzere und schwächer gekrümmte Borste ist an der distalen Aussenecke des Gliedes inseriert.

M ä n n c h e n. Die Länge 0.52—0.595 mm. Im grossen und ganzen sind die Männchen wie die Weibchen gebaut, deswegen werden hier nur Unterschiede erwähnt. Das Abdomen ist 5-gliedrig, die relativen Längen einzelner Abdominalsegmente sind: 45 : 22 : 20 : 15 : 11. Die Furka ist etwas kürzer als beim Weibchen. Die Vorderantennen sind gewöhnlich zum Greiforgan umgewandelt und bestehen aus 15 Gliedern. Das 5. Füsschen (s. Abbildung, *b*) ist 2-gliedrig, dem Basalglied fehlt der Innenranddorn. Das 2. Glied trägt am Apikalende, nahe dem Innenrand, drei lange dünne Borsten und ausserdem sind verdickte, stark bewaffnete Borsten des Aussenrandes viel schwächer als beim Weibchen ausgebildet und fast ungekrümmt. Die Genitalklappe trägt 2 lange, dünne Borsten, von welchen die äussere etwas kürzer als die innere ist.

Zoologisches Institut
der Akademie der Wissenschaften der UdSSR.

Eingegangen
d. 10. VI. 1935.

Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS
1935. Volume IV (IX), № 3 (72)

EXPERIMENTELLE ZOOLOGIE

ÜBER DIE HERKUNFT DES ZELLENMATERIALS BEI DER BILDUNG DER HETEROGEN INDUZIERTEN EXTREMITÄT

Von W. W. POPOV (POPOFF)

(Vorgelegt von A. N. Severcev, Mitglied der Akademie, d. 5. VI. 1935)

Die Aufgabe der Untersuchung

Auf welche Weise bildet sich die heterogen induzierte Extremität bei einem *Triton taeniatus* (L e i d): unabhängig von den sich typisch entwickelnden Extremitäten, oder aber im Ergebnis der Spaltung der Anlage der Vorder- bzw. der Hinterextremität, mit anderen Worten,—im Resultat einer Versetzung der bereits determinierten Mesenchymzellen aus der Gegend der Anlage der normalen Extremität zum Transplantat, welches die Induktion der Nebenextremität hervorruft?

Um diese Frage zu klären, stellte Balinsky (1929) eine Reihe von Versuchen an, die in einer Transplantation der Ohrenblase in dem Zwischenraum zwischen der Vorder- und Hinterextremität und in einer gleichzeitigen Vitalfärbung des Mesenchyms in der Gegend der Anlage der Vorderextremität auf der entsprechenden Seite des Embryos bestanden.

Balinsky hat dabei festgestellt, dass das gefärbte Mesenchym sich nach der Seite der transplantierten Ohrenblase versetzt, dabei nimmt es aber an der Bildung der Zusatzextremität höchst wahrscheinlich keinen Anteil.

Im Strome der gefärbten Zellen bilden sich verschiedene anomal formierte Skeletteile der Vorderextremität, wobei das Alter derselben, nach dem Grade ihrer histologischen Differenzierung zu urteilen, das Alter der Skeletteile der heterogen induzierten Extremität bedeutend übersteigt.

Dagegen zieht G. Rood (1931) aus diesen Versuchen Balinsky's einen ganz anderen Schluss, als Balinsky selbst. Sie nimmt nämlich an, dass die Versetzung des Mesenchyms von der Anlagestelle der Extremität zum Transplantat dennoch für die Entstehung der heterogen induzierten Extremität aus dem bereits determinierten Zellenmaterial spricht.

Die Aufgabe der gegenwärtigen Untersuchung bestand in der endgültigen Klärung der angeregten Frage. Zu diesem Zwecke wurden 2 Serien von Experimenten in Aussicht genommen: die erste—zur Klärung der Frage über die Teilnahme der das Transplantat umgebenden Mesenchym-

zellen an der Bildung der Zusatzextremität [die Resultate dieser Experimentenserie wurden in der Zeitschrift für Biologie (Биологический журнал], Bd. III, № 1, 1934, veröffentlicht] und die zweite—zur Klärung der Frage über die Rolle der bereits determinierten Mesenchymzellen der präsumptiven Extremität für die Entstehung der Induktion.

Die erste Serie von Experimenten.

Die Mesenchymzellen, die die transplantierte Ohrenblase umgeben, wurden gleich im Moment der Transplantation mit Karminpulver markiert. Dieses Verfahren wurde angewandt, um späterhin im Falle der Entstehung einer heterogen induzierten Extremität feststellen zu können, ob die das Transplantat umgebenden markierten Zellen an der Bildung einer solchen Extremität Anteil nehmen oder daran gar nicht beteiligt sind. Das Vorhandensein der das Transplantat umgebenden markierten Zellen in der heterogen entstandenen Extremität würde für die Befunde von Balinsky und Filatow sprechen und umgekehrt, die Abwesenheit solcher Zellen würde die Meinung von G. Rood unterstützen.

Die Operationen wurden an sich bereits zusammenbiegenden Embryonen vollzogen, bald nachdem sich das Pigment an ihnen gezeigt hatte.

Es hat sich herausgestellt—ich urteile auf Grund der Gegenüberstellung meiner Beobachtungen mit denen von Balinsky und Filatow—dass das Karmin, ungeachtet seiner relativen Sterilität (durch Waschen im 96° Spiritus und Sieden im Wasser), in der Gegend der Operationswunde öfters Entzündungserscheinungen hervorruft. Der Entzündungsprozess äusserte sich in Form einer Entzündungsausschwitzung und die Sache endete gewöhnilch damit, dass die transplantierte Ohrenblase hinausgestossen wurde.

Nichtsdestoweniger gelang es mir dennoch in einem Falle (von 27) unter Einwirkung des Tranlspantats eine heterotopische Ausbildung einer Extremität hervorzurufen.

Kurz gesagt, die in Rede stehenden Experimente ergaben folgende Resultate:

1. Die Markierung erhalten nur die örtlichen, das Transplantat umgebenden Mesenchymzellen.

2. Die in unserem Falle stattgefundene Verzögerung des Entstehens der heterogen induzierten Extremität ist anscheinend durch die Einwirkung der Markierung hervorgerufen worden.

3. Der Umstand, dass die heterogen induzierte Extremität in unserem Falle dann entstand, als sich die Vorder- und Hinterextremitäten der Larve schon fast endgültig formiert hatten, spricht dafür, dass das Zellenmaterial, welches zur Ausbildung der heterogen induzierten Extremität verwendet wird, aus einer anderen Quelle stammt, als das Zellenmaterial, welches zur Ausbildung der Vorder- und Hinterextremität dient.

4. Das Vorhandensein von Karmintropfchen in manchen Zellen der heterogen induzierten Extremität weist auf die Teilnahme der örtlichen, das Transplantat umgebenden Mesenchymzellen an der Ausbildung dieser Extremität hin.

5. Wenn man die Ergebnisse 3 und 4 summiert, so kann man mit grosser Wahrscheinlichkeit behaupten, dass die heterogen induzierte Extremität nicht als Resultat der Zerspaltung der Anlage der Vorder- und Hinterextremität entsteht, sondern dass sie eine im Sinne einer Entlehnung des Zellenmaterials von normalen Extremitäten völlig selbständige Bildung darstellt.

Die zweite Serie von Experimenten

Die ursprüngliche Aufgabe dieser Experimente bestand im Folgenden: nachdem die Anlagen der sich typisch entwickelnden Extremitäten beim Teichtriton auf der einen Seite seines Körpers entfernt worden waren, versuchte man darauf an derselben Seite des Embryos eine Induktion der einen Extremität durch Transplantation einer Ohrenblase hervorzurufen.

Wenn sich ungeachtet des Fehlens der Vorder- oder Hinterextremität, d. h. einer Möglichkeit zur Weiterrückung der schon determinierten Mesenchymzellen von den normalen Extremitäten zu der eine Induktion der Zusatzextremität hervorrufenden Ohrenblase, eine solche Extremität dennoch bilden sollte, würden wir berechtigt sein. eine solche Extremität mit voller Gewissheit als ein im Sinne einer Entlehnung des Zellenmaterials von normalen Extremitäten durchaus unabhängiges Gebilde zu betrachten. Sollte sich aber umgekehrt beim Fehlen von normalen Extremitäten eine Zusatzextremität nicht bilden, so würden dadurch die Angaben unserer vorhergehenden Untersuchung zum mindesten höchst zweifelhaft werden.

Im Frühling 1934 wurde der Plan meiner Untersuchung im Sinne einer gewissen Vereinfachung der in Aussicht genommenen Experimente ein wenig verändert. Der Plan wurde auf Grund einer am Ende 1933 erschienenen Arbeit von Balinsky über das Extremitätenseitenfeld verändert.

In dieser Arbeit wies Balinsky nach, dass eine heterogen induzierte Extremität, die einer Vorderextremität ähnlich ist, an der Seite eines Embryos nach hinten zu nur bis zur Grenze zwischen dem 8-ten und 9-ten Segment induziert werden könne; die Hinterextremität nach vorn zu bis zur Grenze zwischen dem 8-ten und 7-ten Segment (wenigstens wenn der Embryo in demselben Entwicklungsstadium operiert wird).

Unter Berücksichtigung dieser Angaben von Balinsky fiel die Notwendigkeit einer Entfernung sowohl der Vorder- als auch der Hinterextremität für unsere Untersuchung vollständig fort. Man konnte sich auf Experimente mit einer von diesen Extremitäten, entweder mit der Vorder- oder mit der Hinterextremität beschränken. Dabei war es zweifellos zweckmässiger mit der Vorderextremität zu experimentieren, da, erstens die Gegend der Anlage dieser Extremität noch vor ihrer morphologischen Ausbildung bereits in der Arbeit von Brandt (1924) festgestellt worden war, und zweitens, darum, weil in der Gegend, wo das Induzieren der Vorderextremität möglich ist, eine heterogene Induktion laut Balinskys Angaben viel öfter, als in der Gegend, wo das Induzieren der Hinterextremität möglich ist, verwirklicht wird.

Folglich bestand die Aufgabe meiner Arbeit in der Entfernung der Anlage der Vorderextremität und im Versuche, eine Induktion der Extremität mittels Transplantation einer Ohrenblase in die Gegend des mesodermalen Seitenplättchens in den Grenzen zwischen dem 7-ten und 8-ten Segment, von vorn gerechnet, hervorzurufen.

Die Anlage der Extremität wurde im Stadium der Schwanzknospe entfernt. Bei der Bestimmung der Topographie der ersteren richtete ich mich nach den Angaben, die von Brandt in seiner obenerwähnten Arbeit festgestellt worden waren.

Nach der Entfernung der Extremitätsanlage wurden die Embryonen bis zu dem Entwicklungsstadium gebracht, welches zur Verpflanzung einer Ohrenblase zwecks der Entwicklung einer Zusatzextremität am meisten tauglich ist. Dieses Stadium habe ich bereits bei der Beschreibung der vorhergehenden Experimente kurz erwähnt.

Die in Rede stehenden Experimente ergaben in der Hauptsache folgende Resultate:

1. Brandts Angaben über die Topographie einer Anlage der Vorderextremität beim *Triton taeniatus* im Stadium einer Schwanzknospe werden im allgemeinen durch meine Experimente bestätigt.

2. Die heterogene Induktion einer Extremität in der Gegend, wo die Induzierung nur der Vorderextremität möglich ist (Balinsky), findet statt, wenn auch diese Extremität nicht vorhanden ist.

3. Somit werden die Ergebnisse meiner vorhergehenden Experimente über die Ausbildung einer heterogen induzierten Extremität aus örtlichen Mesenchymzellen, und zwar nur aus solchen, die transplantierte Ohrenblase umgeben, im vollen Umfange bestätigt. Eine heterogen induzierte Extremität stellt ein Gebilde dar, welches im Sinne der Entlehnung des Zellenmaterials weder von der sich typisch entwickelnden Vorder- noch von der Hinterextremität abhängig ist.

Institut für experimentelle Morphogenese,
Abteilung der Mechanik der embryonalen Entwicklung.
Moskau

Eingegangen.
d. 5. VI. 1935

PRIX D'ABONNEMENT

Un an—36 livraisons . . . . . $ 12

Six mois—18 livraisons . . . . $ 6

(Séparément $ 0.40 le numéro)

«Nouvelle Série» pour 1933—6 livraisons . . . $ 2

«Nouvelle Série» pour 1934—l'année complète épuisée; volume III (9 livraisons) et volume IV (9 livraisons) en vente à $ 3 le volume.

URSS—Meždunarodnaja Kniga, 18, Kuznetskij Most. Moscou (Compte courant n° 263. Banque d'État de l'URSS. 12, Neglinnaja. Moscou).

URSS—Meždunarodnaja Kniga, 18. Kuznetskij Most, Moscow (Current Account № 263. State Bank of the USSR. 12, Neglinnaja. Moscow).

ÉTATS-UNIS D'AMÉRIQUE—USA—Amkniga Corporation. 258 Fifth Avenue. New York, N. Y.

ANGLETERRE—ENGLAND—Kniga LTD. Bush House, Aldwych. London, W. C. 2.

ALLEMAGNE—DEUTSCHLAND—«Kniga» Buch- und Lehrmittelhandelsges. m. b. H. Berlin W. 35, Kurfürstenstr., 33 (Postscheckkonto Berlin 12610).

FRANCE—Maison du Livre français. 4, Rue Félibien. Paris 6-e.

FRANCE—Maison du Livre étranger. 9, Rue de l'Éperon. Paris 6-e.

FRANCE—Messageries de Journaux. Librairie Hachette. 111, Rue Réamuri Paris 2-e.

TCHÉCO-SLOVAQUIE.—ČSR.—Melantrich Akc. Spol. Knihkupectví—odd. slovanskych knih v Praze II. Václávské nám. 42. (Účet pošt. spoř. 20 208).

BELGIQUE—Les Publications Internationales. 6, Rue d'Assaut. Bruxelles.

POLOGNE—POLSKA—Gebethner i Wolff. Filja l. Krakowskie Przedm. 15. Warszawa.

LITHUANIE—LIETUVA—Mokslo Knygynas Laisves Aleja 26. Kaunas.

LATVIE—LATVIJA—Valters un Rapa. Akc. Sab. Teatra iela il. Riga.

Les «Comptes Rendus», largement expédiés à l'étranger dans les centres scientifiques les plus importants et dans les bureaux de nombreuses revues, sont le seul organe scientifique en URSS, donnant tous les dix jours un compte rendu des plus récentes acquisitions de la science soviétique.

Prix — $ 0.80